
Д. И. Блохинцев

**ИЗБРАННЫЕ
ТРУДЫ**

ТОМ I

Д. И. Блохинцев

ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ

ТОМ I

НАУЧНАЯ И ОБЩЕСТВЕННАЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ Д. И. БЛОХИНЦЕВА

Б. М. Барбашов, Г. В. Ефимов, А. В. Ефремов, В. Н. Первушин

*Никто на свете не разбудит
Души, ушедшей на покой,
Но на Земле, тебе чужой,
Твои скитаться песни будут.*

Блохинцев Д. И. Муза в храме
науки: Сб. М., 1982.

Есть в нашей стране хорошая традиция: называть улицы городов именами своих знаменитых граждан. К их числу принадлежат и улицы Блохинцева в городах Дубна и Обнинск, названные в честь выдающегося физика, крупнейшего организатора науки, соратника Курчатова по созданию, становлению и развитию атомной науки, техники и ядерной энергетики в нашей стране и странах Восточной Европы. «Имя Дмитрия Ивановича Блохинцева стоит в одном ряду с именами Сеченова, Тимирязева, Умова, Лебедева, Вернадского, Вавилова, Хохлова и многими другими, составляющими гордость нашего народа» («Правда» от 23 января 1980 г.).

Дмитрий Иванович Блохинцев обогатил мировую науку фундаментальными работами в области физики твердого тела и статистической физики, акустики, физики реакторов и атомной энергетики, квантовой механики, квантовой теории поля и квантовой электродинамики, физики высоких энергий и атомного ядра, философии и методологии науки; его роль в воспитании научных кадров физиков и инженеров в нашей стране и странах Восточной Европы широко известна и получила заслуженное признание. Дмитрию Ивановичу выпало счастье быть основателем многих научных направлений, но прежде всего он был личностью — феноменально многогранным и разносторонним человеком, ученым, инженером, изобретателем, педагогом, художником, поэтом, государственным и общественным деятелем, общение с которым доставляло радость.

Большое влияние на мировоззрение Д. И. Блохинцева оказало его знакомство с трудами К. Э. Циолковского и личная переписка с ним. От Циолковского Дмитрий Иванович воспринял тот дух русской науки начала XX века,

который выражался не столько в стремлении к достижению конкретных научных результатов, сколько в создании целостного гармонического мировоззрения. Мировосприятию Циолковского было присуще преклонение перед красотой и гармонией мира, а также высочайшая степень уважения к Природе и Человеку. «Именно по этой причине, — любил подчеркнуть Дмитрий Иванович, — Циолковский никогда не употреблял таких словосочетаний, как “завоевание” или “покорение” космоса, а всегда говорил о его “освоении”». Д. И. Блохинцев сумел до конца жизни сохранить эти юношеские идеалы восприятия мира. С этого начального периода осталось у него все возрастающее с годами стремление к истине, которое заставляло его не только быть в курсе всех основных научных достижений как в физике, так и в других областях знаний, математике, философии, биологии, экономике и т. д., но и развивать собственные оригинальные взгляды и суждения.

Дмитрий Иванович считал, что не очень сложно научиться решать уже поставленные задачи в какой-нибудь модной области современной физики. Почти любой человек, обладающий достаточно упорядоченным умом, может стать неплохим физиком-теоретиком. Труднее ставить задачи самому. Физиков, которые определяют свои интересы собственным мировоззрением, значительно меньше, но именно они чаще всего становятся авторами тех самых «модных» направлений в науке, которые дают работу умам других исследователей.

Знаменитые опыты Резерфорда по расщеплению атома заставили юного Дмитрия Блохинцева, выпускника Московского промышленно-экономического техникума, обратить внимание на те завидные возможности, которые сулит ядерная энергия, и это определило его дальнейший путь. В 1926 г. он поступил на физический факультет МГУ, где учился у таких замечательных ученых, как Л. И. Мандельштам, С. И. Вавилов, Н. И. Лузин, Д. Ф. Егоров, И. Е. Тамм.

То были годы становления квантовой механики и объяснения с ее помощью многих загадочных физических явлений. Уже ранние его работы были отмечены большим мастерством и глубиной физической мысли. За свою аспирантскую работу (кандидатскую диссертацию) он был признан достойным степени доктора наук (1935 г.).

Д. И. Блохинцев вычисляет работу выхода электронов из металла, основываясь на ней впервые дает объяснение аномальным магнитным свойствам двухвалентных металлов, причиной которых явилось то, что в этих металлах энергия электрона зависит не только от абсолютной величины его импульса, но и от его направления по отношению к осям кристалла. Он обобщает теорию Блоха на случай перекрывающихся зон. Особое значение имела полученная им формула для энергии перекрывающихся зон. В это же время Д. И. Блохинцев открывает нелинейную зависимость излучаемого атомного света (в эффекте Штарка) от интенсивности падающего (1933 г.). Его работа была первым исследованием по нелинейной оптике, получившей ныне столь широкое развитие.

В последующие годы Д. И. Блохинцев первым дал объяснение механизму загадочного явления фосфоресценции. Основная идея этой работы прекрас-

но иллюстрирует образность мышления ученого. Он замечает, что наличие локальных примесей в фосфорах приводит к появлению локальных уровней между нижней зоной и зоной проводимости. Поэтому электрон, попавший на этот уровень, и «дырка» в нижней зоне оказываются пространственно разделенными, что существенно уменьшает вероятность их рекомбинации и приводит к аномально большому времени высвечивания.

В последующих работах Д. И. Блохинцев подробно развил эту основную идею и, в частности, исследовал кинетику фосфоресценции, впервые объяснил экспериментально наблюдаемый ход высвечивания по времени. Далее Д. И. Блохинцев обращается к эффекту выпрямления тока полупроводниками и находит простое и правильное объяснение этому явлению. Суть его объяснения состоит в том, что вблизи контакта двух полупроводников градиент электрического поля приводит к появлению объемного заряда, а стало быть, и к изменению электропроводимости. Знак же этого изменения зависит от направления тока, что и обуславливает выпрямляющее действие системы.

Эти и последующие работы Д. И. Блохинцева, в частности, разработка им теории гетерополярных и окрашенных кристаллов и теория электрического пробоя диэлектриков сыграли важную роль в развитии исследований в области квантовой теории твердых тел и практического использования их результатов.

Уже в ранних работах Дмитрия Ивановича проявились глубокое понимание сущности квантовой механики и оригинальность мышления, предвосхищающие порой дальнейшее развитие физики. Особенно характерна в этом отношении работа по вычислению смещения спектральных линий, вызванного обратным действием поля излучения, доложенная на семинаре в Физическом институте АН СССР (1938 г.). Данная работа по существу содержала теорию лэмбовского сдвига, открытого лишь десять лет спустя и послужившего началом создания квантовой электродинамики. Полученная Д. И. Блохинцевым формула для лэмбовского смещения отличается от знаменитой формулы Г. Бете лишь числовым множителем, появившимся вследствие ультрафиолетового обрезания. К сожалению, это важнейшее открытие Д. И. Блохинцева не было понято современниками и статья была отклонена редакцией ЖЭТФ. Работа увидела свет лишь в 1958 г. в трудах Д. И. Блохинцева, хотя результаты ее были изложены ранее в обзоре Я. А. Смородинского (УФН. 1949. Т. 39, вып. 1. С. 325).

В 1935 г. Д. И. Блохинцев избирается профессором кафедры теоретической физики МГУ. С той поры и до последних дней жизни его деятельность неразрывно связана с физическим факультетом МГУ, где он заведовал кафедрой физики атомного ядра¹ и подготовил многие поколения специалистов.

¹ В декабре 1948 г. вышло Постановление СМ СССР о подготовке высшими учебными заведениями специалистов для выполнения работ по советскому атомному проекту. Во исполнение этого постановления в начале 1949 г. на базе кафедры «Строение вещества» на физическом факультете МГУ было организовано отделение «Строение вещества» (получившее в 1957 г. название «Отделение ядерной физики»). Отделение было создано в составе пяти кафедр, среди которых была и кафедра физики атомного ядра (зав. кафедрой член-корр. АН СССР Д. И. Блохинцев).

Дмитрий Иванович был одним из организаторов отделения ядерной физики физического факультета МГУ и создателем филиала МГУ и филиала Московского института радиотехники, электроники и автоматики в Дубне, задачи которых — приближение студенческой аудитории к лаборатории исследователя.

Дмитрий Иванович очень любил студенческую аудиторию, был частым гостем и в студенческом общежитии. Среди его учеников много известных ученых, вносящих достойный вклад в развитие науки. «Наука — дело таланта и призвания, — говорил он. — Теперь наука еще и дело коллективное. Но все же среди ученых независимо от званий, независимо от того, кто они — дипломники, аспиранты — есть особая категория людей, одержимых страстью к науке; ученых, великий талант которых лишь изредка доставляет им радость, но причиняет постоянную муку неудовлетворенности достигнутым. Именно на этих хрупких, немногих людях держится весь успех того или иного института. Эти люди обычно непрактичны, они легкоранимы и уязвимы, — их нужно беречь, их нужно охранять, они — белые журавли».

Дмитрием Ивановичем были созданы и прочитаны многие фундаментальные теоретические курсы, среди которых особо следует выделить курс квантовой механики, составивший основу первого в мире университетского учебника, выдержавшего с 1944 г. 23 издания: семь изданий в нашей стране и 16 в других странах мира на девяти языках. На нем было воспитано не одно поколение студентов-физиков. За труды по квантовой механике Д. И. Блохинцеву была присуждена Государственная премия СССР.

С 1935 по 1950 гг. Д. И. Блохинцев, наряду с научно-преподавательской деятельностью в МГУ, работает в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР. В эти же годы Д. И. Блохинцев является членом Ученого совета Физического института АН УССР, где он руководит работами молодых украинских физиков. После освобождения Киева от фашистов Д. И. Блохинцев принимает активное участие в восстановлении науки на Украине.

В предвоенные годы внимание Дмитрия Ивановича было сосредоточено на принципиальных вопросах квантовой механики. Эта деятельность продолжалась и в послевоенный период. Блохинцев устанавливает соответствие между квантовым описанием системы частиц в фазовом пространстве и классической функцией распределения частиц, при этом, в частности, выявляет невозможность непосредственного переноса в классику квантового условия, выражающего неразличимость одинаковых частиц. Д. И. Блохинцев первый вводит понятие «квазивероятности» (1940 г.), к которому много позже пришел Дирак. Он приходит к выводу о том, что дифракционная картина не всегда дает возможность однозначного суждения о форме наблюдаемого объекта, что различные формы объектов могут давать сходные дифракционные картины; впервые показывает, что с помощью электронного микроскопа можно, при некоторых условиях, видеть атом, показывает, что, несмотря на обратимость времени, «принцип детального баланса» может и не соблюдаться.

В конце 1960 г. в Дубне создается филиал НИИЯФ и две кафедры: кафедра теории атомного ядра (зав. кафедрой Д. И. Блохинцев) и кафедра физики элементарных частиц (зав. кафедрой В. И. Векслер). В 1961 г. кафедра физики атомного ядра влилась в кафедру теории атомного ядра.

Д. И. Блохинцев — автор концепции квантовых ансамблей. На основе этой концепции он первым дал объективную трактовку волновой функции. Такой подход, обладая большой эвристической ценностью, помогает устранить ряд внутренних противоречий в интерпретации квантовой механики и установить соотношение между квантовой механикой и статистической физикой. Эта концепция «московской школы» отводит более скромную роль наблюдателю и подчеркивает всюду объективный характер квантовых ансамблей и управляющих ими закономерностей. Он по новому осознал особую роль классического прибора в квантовой механике как неустойчивого состояния макроскопической системы. Тем самым был сделан важный шаг в преодолении барьера, поставленного авторитетом Нильса Бора, считавшего, что нет смысла объединять измерительный прибор с микроскопической системой, так как тогда потребуются классический прибор для изучения объединенной системы.

Работы Д. И. Блохинцева сыграли заметную роль в выработке методологических основ современной квантовой теории. В предисловии к своей книге «Основы квантовой механики» (пятое издание, 1976 г.) он писал: «Я всегда придавал большое значение правильной методологии, без владения которой даже самый отличный ум приобретает оттенок ремесленничества. Поэтому материалистическая методология, где явно, где менее явно пронизывает всю книгу». Особенно подробно на этих вопросах Д. И. Блохинцев останавливался в своих монографиях «Принципиальные вопросы квантовой механики» (1966 г.) и «Квантовая механика. Лекции по избранным вопросам» (1981 г.).

В годы Великой Отечественной войны Д. И. Блохинцев почти полностью переключается на работу по оборонной тематике в области акустики и вскоре становится ведущим специалистом и в этой области, создателем акустики неоднородных и движущихся сред. Исходя из уравнений газогидродинамики, Д. И. Блохинцев получает уравнения акустики для самого общего случая («уравнения Блохинцева»), на основе которых он выводит ряд акустических законов, объясняет и рассчитывает разнообразные акустические явления в движущихся и неоднородных средах (в том числе турбулентных), касающиеся, с одной стороны, механизма генерирования звука, а с другой — методов и средств его приема. Сюда относятся, в частности, излучение звука пропеллером, возбуждение резонаторов потоком и методы снижения такого возбуждения, защита приемников звука от крупно- и мелкомасштабных флуктуаций набегающего потока и ряд других задач, составивших основу теории акустического обнаружения самолетов и подводных лодок. Им сформулированы уравнения геометрической акустики.

Д. И. Блохинцев ввел чрезвычайно плодотворное понятие о псевдозвуке, как явлении, обладающем формальными признаками звука, но не являющимся акустическим процессом. В отдельных своих проявлениях псевдозвук отождествляется с волнами Рэлея или с френелевской зоной излучения в электродинамике (хотя и не сводится к этим явлениям). Он сформулировал теорему, определяющую условие, необходимое и достаточное для генерирования звука при движении тела в жидкости или при движении самой жидкости. Дальнейшее развитие этого вопроса привело его к выводу о том, что в основе всякого излучения, в том числе акустического, лежат явления, аналогичные

эффекту Вавилова–Черенкова. Идеи Дмитрия Ивановича, подчеркнувшего единство физических представлений аэродинамики, акустики и электродинамики, положили начало весьма плодотворной акустико-электродинамической аналогии.

За эти работы Д. И. Блохинцев был награжден орденом Ленина (1945 г.). Впоследствии они были объединены в монографии «Акустика неоднородной и движущейся среды» (1946 г.), изданной дважды в СССР и за рубежом, которая является классикой в большом интенсивно развивающемся разделе физики. Сейчас ни одна отечественная или зарубежная работа в области физики шума турбулентного пограничного слоя, возникшего на фюзеляжах современных лайнеров, или шума реактивных струй их двигателей, не обходится без ссылок на книгу Д. И. Блохинцева как на основу новой акустики.

В последние годы войны и в послевоенные годы жизненно важной для нашей страны стала задача овладения атомной энергией. Начиная с 1947 г. Дмитрий Иванович активно включается в работу по развитию советской атомной науки и техники, возглавляемую И. В. Курчатовым. Игорь Васильевич оказал большое влияние на формирование Д. И. Блохинцева как руководителя крупнейших научно-технических проектов, способного сплотить коллектив и вдохновить его на выполнение государственных заданий.

И. В. Курчатов увидел в выдающемся физике-теоретике талант крупного организатора и инженера-исследователя. С тех пор имя Д. И. Блохинцева неразрывно связано с историей мирного атома. Вместе с Курчатовым Блохинцев стал инициатором создания первой в мире атомной электростанции (Обнинск). В своей книге «Рождение мирного атома» Д. И. Блохинцев писал, что ему «...выпало счастье участвовать в великой эпопее создания советской атомной энергетики».

В 1950 г. Д. И. Блохинцев назначается первым директором вновь созданного Физико-энергетического института в Обнинске, а также научным руководителем работ по созданию и пуску первой в мире атомной электростанции (Атомная энергия. 1979. Т. 46, вып. 6). Он активно участвует в физических и конструкторских расчетах реактора первой АЭС. В середине 1954 г. Первая атомная дала ток. Многолетний опыт успешной эксплуатации станции подтвердил правильность сделанного Д. И. Блохинцевым выбора типа реактора и основных параметров первой АЭС. За эту работу Д. И. Блохинцев удостоен Ленинской премии (1957 г.). Доклад Д. И. Блохинцева о первой в мире советской атомной электростанции в Обнинске был основным докладом на Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии в Женеве (1955 г.).

В последующие годы в коллективе, руководимом Д. И. Блохинцевым, проводятся расчеты и осуществляется постройка первых в Европе реакторов нового типа — перспективных в промышленном отношении реакторов на быстрых нейтронах с жидкометаллическим теплоносителем, а также разрабатывается проект ядерного двигателя для баллистических ракет. Сейчас такие реакторы уже эксплуатируются и на других атомных электростанциях. Под руководством Дмитрия Ивановича Блохинцева были также разработаны эффективные методы расчета реакторов на медленных и промежуточных

нейтронах. За выполнение важных государственных заданий по созданию атомной энергетики Д. И. Блохинцев был удостоен звания Героя Социалистического Труда (1956 г.).

Реакторы привлекали внимание Д. И. Блохинцева не только как основа энергетических установок, но и как интенсивный источник нейтронов для самых разнообразных научных исследований. Д. И. Блохинцев — автор выдающегося изобретения (1955 г.) — импульсных быстродействующих реакторов (ИБР-1 и ИБР-2), мощность импульса которых при весьма малой средней мощности не уступает самым мощным реакторам постоянного действия. Первый реактор такого типа — ИБР-1 был сооружен и пущен в Дубне (1960 г.) в Лаборатории нейтронной физики под научным руководством и при непосредственном участии Д. И. Блохинцева. (Он часто называл его своим «приданым».) В результате многолетней работы реактор зарекомендовал себя как замечательный инструмент для исследований в ядерной физике, физике жидких и твердых тел и элементарных частиц. За эту работу Д. И. Блохинцев был удостоен Государственной премии СССР (1971 г.). В последующие годы Д. И. Блохинцев был научным руководителем проекта сооружения более совершенного и мощного реактора ИБР-2, руководил его физическим пуском (1977 г.) и до последних дней своей жизни — подготовкой к энергетическому пуску. За 30 лет успешной эксплуатации реактор ИБР-2 зарекомендовал себя как уникальный прибор для нейтронных исследований в ядерной спектроскопии, физике твердого тела, в биологии и в материаловедении. На нем был получен целый ряд результатов мирового уровня. В настоящее время осуществляется модернизация реактора, в результате которой будет создана установка ИБР-2М.

В 1956 г. по инициативе Советского правительства в Дубне был организован Объединенный институт ядерных исследований, объединивший усилия социалистических стран в изучении свойств элементарных частиц и природы ядерных сил и использовании их в мирных целях. Комитет Полномочных Представителей одиннадцати стран единогласно избрал Д. И. Блохинцева первым директором ОИЯИ. К работе в ОИЯИ им были привлечены крупные ученые Советского Союза и других стран-участниц ОИЯИ. В дополнение к двум существовавшим в Дубне лабораториям — Лаборатории ядерных проблем и Лаборатории высоких энергий — были созданы три новые лаборатории: Лаборатория ядерных реакций, Лаборатория нейтронной физики и Лаборатория теоретической физики, причем последние две — по инициативе Д. И. Блохинцева. За период пребывания Д. И. Блохинцева на посту директора ОИЯИ (1956–1965 гг.) Институт окончательно оформился организационно, превратился в крупнейший научно-исследовательский центр, завоевавший своими исследованиями высокий авторитет и международное признание, стал кузницей научных кадров стран-участниц ОИЯИ. В последующие годы (1965–1979 гг.) Блохинцев возглавлял Лабораторию теоретической физики Объединенного института ядерных исследований. Он внес также огромный личный вклад в обеспечение мирового научного авторитета Дубны.

Внимание Дмитрия Ивановича привлекали фундаментальные проблемы теоретической физики. В 1957 г., основываясь на обнаруженных группой

М. Г. Мещерякова «дейтронных пиках» в реакциях квазиупругого рассеяния протонов высокой энергии на ядрах, Д. И. Блохинцев выдвигает и разрабатывает идею о флуктуациях плотности ядерного вещества, способных как единое целое воспринимать большой импульс. Идея «флуктонов Блохинцева» наиболее ярко проявилась через 20 лет, когда в реакциях с релятивистскими ядрами были обнаружены так называемые «кумулятивные» частицы. В дальнейшем Дмитрий Иванович принимал участие в разработке многокварковой интерпретации флуктонов. Именно им был посвящен последний доклад Д. И. Блохинцева на конференции в Токио осенью 1978 г. Эти исследования выросли ныне в новое перспективное направление — релятивистскую ядерную физику. В частности, именно наличием многокварковых состояний объясняется сейчас так называемый «кор» ядерных сил. Замечательное подтверждение идеи флуктонов было получено в ЦЕРН в эксперименте по глубоконеупругому рассеянию мюонов на ядрах и в рождении кумулятивных протонов нейтринным пучком в Серпухове.

В те же годы Д. И. Блохинцев исследует (на основе оптической «эйконоальной» модели) структуру нуклонов и устанавливает ее деление на центральную и периферическую части, приходит к заключению о доминирующей роли периферических взаимодействий. Он показывает противоречивость гидродинамического подхода к множественным процессам при учете основных принципов квантовой механики (1957 г.). Сила этой критики все больше начинает проявлять себя сейчас по мере расширения корреляционных и спиновых измерений.

Дмитрием Ивановичем была предложена (1960 г.) идея существования нескольких вакуумов в квантовой теории поля и спонтанного перехода между ними. Эта идея интенсивно используется в современных единых теориях элементарных частиц. Им впервые было указано на возможность существования так называемого «унитарного предела» в слабых взаимодействиях (1957 г.) и на границу применимости квантовой электродинамики.

Большой и важный цикл работ Д. И. Блохинцева посвящен квантовой теории поля, нелинейным и нелокальным теориям, негамильтонову подходу, стохастической геометрии пространства-времени. В частности, для нелокальных полей Д. И. Блохинцевым впервые показана возможность отказа от конечности распространения сигнала «в малом» без существенного нарушения этого фундаментального закона в макром мире. Д. И. Блохинцев предложил принципиально новый подход к нелокальным полям, основанный на гипотезе стохастических флуктуаций метрики пространства-времени.

Исследуя существенно нелинейные поля, Д. И. Блохинцев приходит к заключению о том, что понятие точечных координат теряет смысл и требуется изменение геометрии микромира, если спектр масс частиц оказывается ограниченным сверху (связь физики с геометрией). Эти вопросы нашли свое отражение в книге Д. И. Блохинцева «Пространство и время в микромире», изданной в 1970 и в 1982 гг. в нашей стране и многократно переизданной за рубежом.

Немало усилий было приложено Дмитрием Ивановичем Блохинцевым по поискам негамильтонова S -матричного метода в теории поля, который

заменял бы традиционный гамильтонов формализм. Д. И. Блохинцев впервые предложил конкретный вариант математического аппарата такого метода (1947 г.), основанный на введении нового понятия: «элементарной матрицы рассеяния». Этот аппарат дал результаты, совпадающие с приближениями обычной релятивистски-инвариантной теории возмущений.

Творческая активность Дмитрия Ивановича не угасала до самих последних дней его жизни. Он исследовал проблему аномально малого времени удержания ультрахолодных нейтронов и предложил простой механизм объяснения этого эффекта — нагревание УХН адсорбированным поверхностью водородом. Этот механизм находит все больше экспериментальных подтверждений.

Д. И. Блохинцев работал над одной из наиболее сложных проблем современной теории элементарных частиц — над проблемой удержания кварков, и предложил оригинальную гипотезу причины этого явления. В последнее время его мысли постоянно обращались к «великому взрыву» в космологии. Анализируя модель Фридмана, Д. И. Блохинцев пришел к заключению о том, что видимая часть нашей Вселенной не могла образоваться в пределах четырехмерного мира, и предложил свою оригинальную гипотезу о существовании более обширного метапространства, в котором соударяются метатела и анти-тела. По этой гипотезе наша Вселенная могла образоваться при столкновении таких метател.

Дмитрий Иванович всегда проявлял большой интерес к философии и методологии науки. Не раз приходилось ему отстаивать в дискуссиях идеи материализма как от его противников, так и от его примитивных защитников. Много внимания им было уделено борьбе за закон сохранения энергии как основы материалистического естествознания, за правильное понимание теории относительности и современной атомистики. Так, в своей первой книге «Что такое теория относительности?» Д. И. Блохинцев дает не только доступное изложение этой теории, но и правильное ее освещение. Особое значение он придавал своей последней работе «О соотношении прикладных и фундаментальных исследований». Основываясь на особенностях человека как биологического вида: любознательности, расширенной передаче информации от поколения к поколению, которые обусловили отрыв человека от остального живого мира, потребности в эмоциональном контакте с внешним миром, Дмитрий Иванович приходит к заключению о неизбежности преимущественного роста активности людей в производстве идей. Очень интересны неопубликованные в полном объеме его последние труды «Наука и искусство» и «Очерки по материалистической философии».

Присущий Д. И. Блохинцеву дар предвидения проявился не только в его научных и философских работах, но и в организации им совещаний, в частности, совещаний по нелокальной квантовой теории поля (которые, по существу, были совещаниями по фундаментальным проблемам теории поля). Это было в период почти полного отрицания квантовой теории поля, и в то время нужно было иметь смелость, чтобы предвидеть последующий ренессанс тех идей в теоретической физике, которые доминируют в настоящее время. Он был бессменным председателем этих уникальных совещаний с 1964 по 1979 г.

В соответствии со своим пониманием творческой деятельности, Дмитрий Иванович предлагал такую организацию научного совещания, которая давала бы его участникам как можно больше досуга (не отдыха, а досуга — в том смысле этого слова, какой в него вкладывали древние греки, и которого так мало в современной жизни). Он считал, что полезно не только слушать доклады, но и еще полезнее беседовать с интересными собеседниками, которых редко встречаешь. Конференции и совещания, организуемые под руководством Дмитрия Ивановича, тщательно продуманные и спланированные, давали участникам возможность максимальной самоотдачи. В этом одна из причин неуклонного роста их популярности.

Ему принадлежит решающая роль в установлении первых научных обменов между ЦЕРН (Женева) и ОИЯИ, в организации многих международных конференций и симпозиумов, в том числе т. н. Рочестерских конференций — крупнейших конференций по физике высоких энергий.

Дмитрий Иванович Блохинцев был выдающимся государственным и общественным деятелем: членом Советского комитета защиты мира, советником Научного совета при генеральном секретаре ООН, вице-президентом (1961–1966 гг.) и президентом (1966–1969 гг.) Союза чистой и прикладной физики при ЮНЕСКО (ИЮПАП), членом Комитета по Ленинским и Государственным премиям и большого числа комиссий, ученых советов и редколлегий.

Заслуги Д. И. Блохинцева отмечены высокими наградами, советскими и зарубежными: ему присвоено звание Героя Социалистического Труда, он является лауреатом Ленинской и двух Государственных премий, в числе его наград — четыре ордена Ленина, орден Октябрьской Революции, орден Трудового Красного Знамени, именная Золотая медаль Академии наук Чехии, орден Кирилла и Мефодия 1-й степени (Болгария), высшие ордена Румынии, Монголии и многие другие ордена и медали СССР и других стран.

Общественная деятельность Д. И. Блохинцева отмечена Почетной грамотой Всемирного Совета Мира за выдающийся вклад в дело укрепления мира (1969). Д. И. Блохинцев был избран членом академий наук многих стран мира и Почетным доктором ряда университетов. Ученый, гражданин, страстный борец за мир, Д. И. Блохинцев в своих статьях и выступлениях неоднократно подчеркивал, что ученый не должен замыкаться в узкопрофессиональной скорлупе: «...Наш долг, великий долг ученых и инженеров нашего времени, и никто не должен от этого уклоняться, состоит в том, чтобы разъяснять всем людям, какая угроза висит над миром, пусть тогда гнев всего человечества остановит безумцев атомной войны».

Многогранность Д. И. Блохинцева, его универсальность проявились не только в научном, но и в эстетическом восприятии мира. Он был оригинальным поэтом и художником, картины которого неоднократно демонстрировались на выставках, а их репродукции печатались в журналах и газетах. Через всю жизнь пронес Дмитрий Иванович любовь к поэзии, многие его стихи печатались в журналах и опубликованы в сборнике «Муза в храме науки» (1982 г.). Но большая часть его стихов еще ждет публикаций. В своих картинах и стихах он — тонкий психолог, внимательный наблюдатель, раз-

мышляющий философ. Д. И. Блохинцев глубоко понимал и создавал процесс творческого мышления, направленный на создание нового в науке, искусстве. «Творчество, — говорил он, — это не волевой акт, а особое состояние духа и разума, вовлекающее в процесс мышления богатые эстетические переживания».

Личное обаяние остроумного собеседника, неповторимое сочетание спокойствия, кипучей творческой энергии, которой Дмитрий Иванович всегда щедро делился, оставляли неизгладимое впечатление. Суть его личности можно выразить одним словом — творчество. Общение с ним обогащало собеседника. Собеседник Дмитрия Ивановича начинал чувствовать себя творческой личностью, приобретать веру в собственные силы.

МОЙ ПУТЬ В НАУКЕ (АВТОРЕФЕРАТ РАБОТ)

Введение

В детстве я любил фантазировать. Фантазии реализовались в конструктивные игры и рисунки.

Особенно увлекался я историей «Наутилуса» и его капитана Немо. Наша маленькая квартира, в моем детском воображении, была превращена в «Таинственный остров», план которого был тщательно нарисован, с указанием названий. Был построен и «Наутилус» длиной 80 см и диаметром 20 см, внутри которого были тщательно смоделированы все помещения, как это описано у Жюль Верна. Были и машинное отделение, салон, музей, и смотровое окно.

Рисование помогло позднее изучению техники. Я легко перерисовывал машины, интересуясь любыми из них, и мог, уже в 12–14 лет, сделать грамотный чертеж разреза двигателя или сечения самолетного крыла. Когда я пишу эти строки, передо мною лежат бесчисленные рисунки и чертежи с датами, которые кажутся невероятными. Тем не менее это факт: 1920–1922 гг. Чертежи самолетов, кораблей, автомобилей, выписки и схемы из «Вестника воздушного флота» за 1922–1923 гг. Не представляли для меня труда и кривые, изображавшие те или иные функции. Так, к чертежу винта, показанного в пяти разрезах, приложен график Эйфеля характеристик винтомоторной группы (1922 г.); нервюра крыла снабжена указанием сил (R_x, R_y), определяемых известной функцией $R = kSV^2$. Диаграммы цикла Карно, схемы четырехтактных и двухтактных двигателей и многое другое.

В это же время я делал модели самолетов (копии реальных), которые пользовались успехом в ячейках ОДВФ¹. Мои интересы от первоначально разбросанных по любой технике явно сосредоточивались на самолетах и, позднее, на ракетах.

Земная атмосфера показалась мне уже тесной. Вместе с моим другом Н. В. Соловьевым мы соорудили весьма приличный телескоп и ясными зимними ночами мерзли, прильнув к окуляру трубы.

Зрелище лунной поверхности, ярких звезд и туманностей захватывало нас и наполняло трепетным и радостным волнением.

В 1925 г. я окончательно обращаюсь к ракетам. Я знакомлюсь с работами К. Э. Циолковского, выписываю из-за границы работы В. Оберта и М. Фалира. Пришлось одолеть основы дифференциального и интегрального исчисления.

¹ Общество друзей воздушного флота.

Переписка с К. Э. Циолковским дала мне не только толчок к дальнейшему увлечению идеей космического полета, но и приобщила меня к его мировоззрению, в основе которого лежало преклонение перед красотой Вселенной и ее гармонией.

В этом же году я делаю серию опытов на изобретенном мною приборе для измерения тяги ракет. Камера сгорания подвешивалась к маятнику. В эту камеру ввинчивались различные исследуемые сопла. По отклонению маятника мы, в то время ученики техникума, судили о достоинствах сопла. У меня сохранились протоколы этих испытаний. Эти эксперименты были моей первой научной работой, конечно, неопубликованной (январь 1925 г.). Я овладел теорией ракет, рассчитывал их скорости и их орбиты.

Меня угнетала недостаточность температуры, развиваемой при сгорании даже самых экзотических видов топлива. В рабочей тетради 23 июня 1923 г. записано: «Самый основной вопрос, который остается для меня (вероятно, и для других) открытым, — это вопрос о взрывчатом веществе». И тут я обращаюсь к внутриатомной энергии (ядерной), делая примечание: «Но ведь мы еще не научились управлять ею». «Ракета» — это вторая моя работа и первая теоретическая. В какой мере эта работа была компиляцией, а в какой степени оригинальной, мне сейчас судить трудно. Она содержит много вычислений. На с. 83 этого манускрипта обсуждается применение внутриядерной энергии, подсчитывается завидная энергия α -частиц. Но как повлиять на радиоактивный распад?

В этот период я посещал читальню БИНТ (Бюро иностранной науки и техники на Мясницкой улице), слушал лекции профессоров Ветчинкина, Рындина и других. Ходил в Петровский дворец на подготовительные курсы для поступления в Военно-воздушную академию.

Мне удалось познакомиться с данными Резерфорда о расщеплении атомного ядра. Из газетных сообщений я узнал о намерениях П. Л. Капицы расщепить атом сильными магнитными полями.

Эти новые и поразительные данные заставили меня переориентироваться, и в 1926 г., осенью, я поступил не в Военно-воздушную академию, а на физический факультет Московского государственного университета.

Физика, и особенно теоретическая физика, настолько увлекла меня сама по себе, что я надолго забыл о своих мечтах о космических полетах на Луну и Марс.

1. Физический факультет МГУ

На физический факультет я поступил осенью 1926 г.

Крайне утомленный подготовкой к вступительным экзаменам, которые совмещал с работой в подвалах «Азвина» (куда я попал из-за безработицы по окончании техникума), я с трудом одолевал первый курс, держась на необходимом уровне.

Только позднее, на втором курсе я пришел в себя и смог преодолеть пределы среднего. Изучал глубже математику, общую физику — курс, который блестяще читал А. Б. Млодзеевский. Профессора И. И. Жегалкин, Н. Н. Лузин, Д. Ф. Егоров блестяще преподавали нам основы высшей математики.

Я выступил с рядом докладов по электронной теории на заседаниях студенческого кружка, руководимого Н. Ф. Грановским, тогда аспирантом физического факультета. Эти доклады были оценены слушателями. Кто-то из них сказал: «Почти как на лекциях Л. И. Мандельштама». Это «почти» очень меня окрылило для дальнейшего.

И. Е. Тамм обратил на меня внимание и поручил мне подсчитать для его работы символы Кристоффеля. Тот, кто знает, что это такое, может оценить, каким испытанием для меня были эти расчеты.

В этот период (1927–1929 гг.) возникла квантовая механика, а вместе с ней открылись огромные возможности применения этой новой физической концепции и новых методов расчета различных атомных явлений.

Совместно с И. Е. Таммом я разработал теорию штарк-эффекта. Эта работа не была опубликована, так как интересующие нас результаты опубликовал раньше нас один из зарубежных физиков.

Большой интерес теоретиков в то время вызывала теория металлов и вообще кристаллических тел. Моя первая опубликованная работа была выполнена по идее И. Е. Тамма и совместно с ним. Она была посвящена вычислению выхода электронов из металла [1].

Моя первая самостоятельная работа была посвящена теории движения электрона в периодическом поле [2].

В этой работе я дал обобщение теории Блоха на случай, когда имеется несколько проводящих зон, в частности, когда они могут пересекаться между собой. Был найден также явный вид волновой функции в форме плоских волн, модулированных в такт периодичности решетки, и найден для них ряд Фурье:

$$\Psi(\mathbf{x}) = N \exp \left(i \frac{\mathbf{K}\mathbf{x}}{a} \right) F(ia\nabla_{\mathbf{K}}) \sum_{\mathbf{g}=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{[(\mathbf{K} + 2\pi\mathbf{g})^2 + (a^2/a_0^2)]}. \quad (1.1)$$

Здесь $\mathbf{g}$ — вектор с целочисленными компонентами g_1, g_2, g_3 , $\mathbf{K}/a$ — волновой вектор, a — постоянная решетки, a_0 — «радиус» атома, $\nabla_{\mathbf{K}}$ — оператор градиента по вектору $\mathbf{K}$.

Особенно важной была формула для энергии перекрывающихся зон, например, для S - и P -зон вблизи их перекрытия было получено

$$E_S = E_S(\xi, \eta, \zeta) - \alpha(\sin^2 \xi + \sin^2 \eta + \sin^2 \zeta), \quad (1.2)$$

$$E_{P1} = E_P(\xi, \eta, \zeta) + \alpha \sin^2 \xi. \quad (1.2')$$

Здесь ξ, η, ζ — компоненты вектора $\mathbf{K}$; E_S и E_P — энергии невзаимодействующих зон. В (1.2) и (1.2') предполагается $\xi \cong \pm\pi, \eta, \zeta$. Аналогично для других P, E_{P2}, E_{P3} ; $\alpha = \delta/\Delta$, δ — коэффициент связи зон, $\Delta = \min E_S - \max E_P$.

Вторая работа на эту же тему была выполнена совместно с доктором Л. Нордхеймом (Германия) [3] и посвящена расчету аномальных магнитных и термоэлектрических эффектов в металлах.

Перекрытие зон проводимости, рассмотренное в предыдущей работе, играет фундаментальную роль, так как S -зона дает дырочную, а P -зона —

обычную проводимость. Вычисления были сделаны при весьма общих предположениях об энергии электрона:

$$E(\xi, \eta, \zeta) = E_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \xi \partial \eta} \right)_0 \xi \eta + \dots \quad (1.3)$$

Тензор с компонентами $\frac{\partial^2 E}{\partial \xi \partial \eta}$ есть тензор, обратный тензору эффективной массы электрона $m_{\xi\eta}, m_{\xi\xi}, \dots, m_{\zeta\zeta}$. В последней стадии вычислений были сделаны оценки этого тензора исходя из работы [2], или теории возмущений.

Были вычислены: коэффициент Томсона (термоэлектрический), коэффициент для аномального эффекта Холла, проводимость металла и ее изменение в сильном магнитном поле. В то время эти результаты были и новы, и актуальны.

2. Теория выпрямления тока твердыми полупроводниками

Проблема выпрямления тока твердыми выпрямителями в тридцатых годах была предметом разносторонних экспериментальных исследований, особенно в Ленинграде, у А. Ф. Иоффе (работы Жузе и др.), позднее в Киеве (В. Е. Лашкарев и др.).

Разрабатывалась и теория этого явления. Однако общая суть явления терялась в особенностях специальных моделей. На самом деле эта суть чрезвычайно проста, она описана в работе [14] совместно с Б. Давыдовым¹.

Я обратил внимание на то, что на границе двух проводников или, что ближе к делу, на границе двух полупроводников должны соблюдаться два граничных условия: равенство нормальных компонент плотности тока

$$J_{1N} = J_{2N} \quad (2.1)$$

и нормальных компонент электрического поля

$$\mathcal{E}_{1N} = \mathcal{E}_{2N}. \quad (2.1')$$

С другой стороны, $J_1 = \sigma_1 \mathcal{E}_1$, $J_2 = \sigma_2 \mathcal{E}_2$, где σ_1 , и σ_2 — электропроводности первого и второго проводника соответственно. Очевидно, что (2.1) и (2.1') несовместимы. Как известно, противоречие между этими равенствами разрешается в результате введения поверхностных зарядов на границе проводников. Если плотность этих зарядов есть α , то ее величина определяется из следующих условий:

$$\sigma_1 \mathcal{E}_{1N} = \sigma_2 \mathcal{E}_{2N}, \quad (2.2)$$

$$\mathcal{E}_{1N} - \mathcal{E}_{2N} = 4\pi\alpha. \quad (2.2')$$

Мое замечание состояло в том, что на самом деле поверхностная плотность зарядов есть абстракция, непригодная в рассматриваемой проблеме. На самом

¹ Б. Давыдов, узнав от И. Е. Тамма о моей идее, присоединился ко мне и, по моей халатности, несколько испортил изложение идеи, пытаясь адаптировать ее к своим прежним частным публикациям.

деле $\alpha = \rho d$, где ρ — объемная плотность зарядов, а d — толщина слоя заряда вблизи границы проводников. Для объемной плотности заряда имеем известное уравнение:

$$4\pi e[n(x) - n_0] = 4\pi\rho = \operatorname{div} \mathcal{E} = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x}, \quad (2.3)$$

где $n(x)$ есть фактическая, местная плотность в точке x частиц (электронов или дырок), переносящих ток, e — заряд этих частиц, а n_0 — их средняя плотность в проводнике.

Иными словами, формальное условие (2.2') есть следствие уравнения (2.3); вблизи границы поле $\mathcal{E}$ не может быть постоянным. С другой стороны, электропроводность проводника σ пропорциональна числу носителей тока: $\sigma = \gamma n(x)$. На основании (2.3) имеем

$$\sigma = \gamma n_0 \left(1 + \frac{1}{4\pi n_0} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} \right). \quad (2.4)$$

Отсюда и на основе закона Ома получаем для плотности тока

$$J = \sigma_0 \left(1 + \frac{1}{4\pi n_0} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} \right) \mathcal{E}(x). \quad (2.5)$$

Там, где $\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} \neq 0$, закон Ома нелинеен. Из (2.2') следует, что эта нелинейность обязательно будет иметь место на границе двух проводников. Однако для хороших проводников с большим числом носителей тока n_0 второй член в (2.5) мал. Для полупроводников же с малым n_0 эффект нелинейности велик. Ясно, что при симметричном соединении проводников в «бутерброд», показанный на рис. 1, а, несмотря на нелинейность в силу симметрии системы выпрямления тока не будет. Выпрямление обязательно будет в системе, показанной на рис. 1, б, представляющей несимметричный «бутерброд». Например, 1 есть

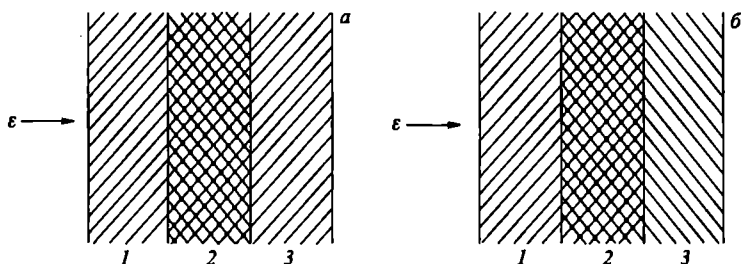


Рис. 1

металл (хороший проводник), 2 — очень плохой полупроводник (имеющий очень малое $n_0^{(2)}$), 3 — какой-нибудь другой полупроводник с $n_0^{(3)} > n_0^{(2)}$. Тогда при направлении тока $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ электроны (пусть это будут электроны!) оттекут от границы (1, 2) и соберутся у границы (2, 3). При направлении тока

$3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ они будут собираться у границы (1, 2). Таким образом, возникает обязательный эффект выпрямления тока.

Раньше, исходя из специальных моделей, полагали, что для выпрямления тока необходим контакт полупроводников различных типов проводимости: дырочных и электронных. Как видно, это необязательно. Достаточно двух условий: а) нелинейности закона Ома (2.5) и б) несимметрии «бутерброда».

Следуя этой идее, Б. Давыдов произвел конкретные расчеты электронного выпрямления. Было показано, что и в этом случае имеет место эффект выпрямления. Тем самым была подтверждена правильность исходных положений моей теории.

3. Оптика

Две следующие работы были посвящены оптике.

В первой из них рассматривался эффект Штарка в сильном переменном электрическом поле [4]. Такое поле внутри атома может быть описано простой формулой:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos \omega_0 t. \quad (3.1)$$

В постоянном электрическом поле расщепление уровней атома $\Delta\omega$, вызванное этим полем, определяется собственными значениями скалярного произведения $-\mathcal{E}\mathbf{P}_{nm}$, где $\mathbf{P}_{nm}$ есть матрица электрического момента, не возмущенного полем атома:

$$\Delta\omega = \text{собств. значение } (-\mathcal{E}\mathbf{P}_{nm}). \quad (3.2)$$

Спектр частот атома, помещенного в поле, будет определяться формулой

$$\omega = \omega_{nm}^0 + \Delta\omega_{nm}, \quad (3.3)$$

где ω_{nm} — боровская частота невозмущенного атома, $\Delta\omega_{nm}$ — ее изменение, вызванное статическим полем (при $\omega_0 = 0$). В реферируемой работе было показано, что хорошее приближение можно получить и для случая переменного поля (3.1), если всюду заменить гармонические множители

$$e^{i\omega t} \quad \text{на} \quad \exp \left(i\omega_{nm}^0 t + i \int_0^t \Delta\omega_{nm}(\tau) d\tau \right). \quad (3.4)$$

Это последнее выражение на основании (3.1) гласит:

$$F(t) = \exp \left(i\omega_{nm}^0 t + i\Delta\omega_{nm} \int_0^t \cos \omega_0 \tau d\tau \right). \quad (3.5)$$

Иными словами, берется адиабатическое приближение для частоты ω . Возникший спектр получится, если найти фурье-разложение выражения (3.5). Это разложение дает

$$F(t) = e^{i\omega_{nm}^0 t} \left\{ J_0(x) + \sum_{p=1}^{\infty} J_p(x) [e^{ip\omega_0 t} + (-1)^p e^{-ip\omega_0 t}] \right\}, \quad (3.6)$$

где $J_p(x)$ есть функция Бесселя порядка p , причем

$$x = \frac{\Delta\omega_{nm}}{\omega_0} \quad (3.7)$$

есть отношение расщепления в статическом электрическом поле $\mathcal{E}_0$ к частоте переменного поля ω_0 . Формула (3.6) определяет распределение интенсивностей в спектре излучения атома, помещенного в переменное электрическое поле.

Согласно (3.1) и (3.2) расщепление $\Delta\omega_{nm}$ пропорционально амплитуде падающего на атом поля $\mathcal{E}_0$, т. е. $\Delta\omega_{nm}$ пропорционально $\sqrt{I_0}$, где I_0 — интенсивность падающего поля. Из (3.6) следует, что интенсивность излучаемого атомами поля нелинейно зависит от интенсивности поля падающего (так как параметр x , определяющий спектр излучения, пропорционален $\sqrt{I_0}$). На рис. 2 приведен полученный спектр для различных значений x .

Насколько можно судить, эта работа была первой работой по нелинейной оптике — области, получившей теперь столь существенное развитие и значение.

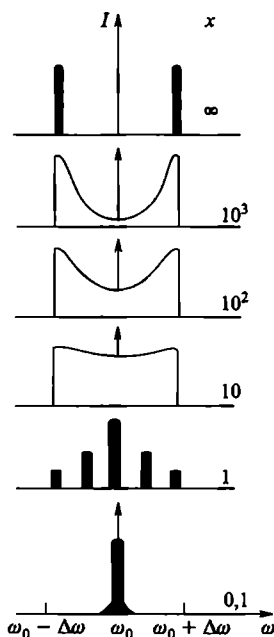


Рис. 2

4. Теория фосфоресценции кристаллических фосфоров

В начале тридцатых годов большой интерес вызывали фосфоры — кристаллы, способные длительно сохранять накопленную энергию света и медленно излучать ее в другом спектре, специфическом для каждого рода фосфора. Эти работы позднее получили большое развитие в трудах ФИАНа, в работах С. И. Вавилова, В. Л. Левшина, В. В. Антонова-Романовского и др. Главной проблемой здесь было уяснение причины, почему подобные фосфоры излучают световую энергию часами, в то время как обычное, характерное для свободных атомов время излучения, составляет величину порядка 10^{-8} с? Решению этого вопроса и была посвящена моя работа [5]. В идеальной кристаллической решетке возбужденный электрон нелокализован. Если в состоянии $\psi_n(x)$ электрон локализован около n -го атома кристаллической решетки, то истинное состояние электрона в решетке будет представляться волной:

$$\psi(x) = \sum_n C_n \psi_n(x), \quad (4.1)$$

где

$$C_n = e^{i\xi n} \quad (4.2)$$

и $\xi/a = K$ есть импульс электрона; a — постоянная решетки. Отсюда видно, что электрон в решетке нелокализуем, так как $|C_n| = 1$ и все положения электрона равновероятны. При этом спектр энергии электрона в проводящей зоне имеет вид

$$E = \alpha + 2\beta \cos \xi \quad (4.3)$$

(ради простоты формула выписывается для одного измерения), α и β — некоторые константы. Величина β связана с эффективной массой электрона: $m^* = -2\beta/\hbar^2$.

В обсуждаемой работе было показано, что всякая местная деформация решетки при определенных условиях может привести к образованию локальных состояний, т. е. состояний, сосредоточенных около какого-либо определенного узла кристалла $n = n_0$. Если обозначить через α' и β' значения α и β для деформированной области решетки, то при условии

$$\alpha' + 2\beta' < \alpha + 2\beta, \quad \beta < 0, \quad (4.4)$$

или

$$\alpha' + 2\beta' > \alpha + 2\beta, \quad \beta > 0, \quad (4.4')$$

коэффициенты C_n приобретают вид

$$C_n = e^{-\mu|n-n_0|}, \quad (4.5)$$

где μ — некоторый коэффициент, зависящий от деформации. Уровень энергии, отвечающий локализованному состоянию, определяется формулой

$$E = \alpha + 2\beta \cosh \mu, \quad (4.6)$$

и так как $\cosh \mu > 1$, то он всегда лежит между зонами, в запрещенной полосе. Было отмечено, что локализованные состояния могут возникать не только для электронных волн, но и для волн спиновых или волн возбуждения (экситонов).

В кристаллических фосфорах, также называемых ленардовскими, всегда имеются вкрапления посторонних атомов (обычно атомов тяжелых элементов в очень незначительной концентрации, 10^{-4} – 10^{-6}), которые и могут обуславливать деформацию решетки. При $\beta < 0$, $m^* > 0$ возникающий локальный уровень лежит ниже зоны проводимости, так что возможен захват электрона из верхней зоны (зоны проводимости) на локальный уровень в одном месте решетки и захват «дырки» на другой локальный уровень, в другом месте, рис. 3. Тем самым исключается возможность прямой рекомбинации (точнее, время прямой рекомбинации становится огромным) — фосфор хранит энергию возбуждения.

Выбитый тепловым движением электрон или дырка могут рекомбинировать, и очевидно, что рекомбинация их должна подчиняться закону бимолекулярной реакции:

$$\frac{dN}{dt} = -kN^2. \quad (4.7)$$

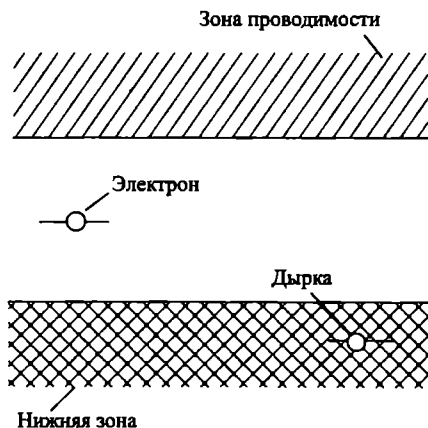


Рис. 3

Здесь N — число рекомбинаций, а k — коэффициент рекомбинаций, зависящий от температуры T экспоненциально: $\sim \exp(-\Delta E/T)$. Этот закон свечения фосфора (рекомбинация сопровождается высвечиванием фосфора) был найден В. Левшиным и В. Антоновым-Романовским.

Таким образом, механизм свечения ленардовских фосфоров получил свое разъяснение. Ряд дальнейших моих работ, относящихся к рассматриваемой области физики, был посвящен деталям кинетики фосфоресценции [8, 9, 27, 28], теории гетерополярных кристаллов [6], теории окрашенных кристаллов (так называемых « F -центров») [7].

5. Смещение спектральных линий, вызванное обратным действием поля излучения

Под таким названием на семинаре в ФИАНе в 1938 г. мною была доложена работа, которая, в сущности, содержала теорию лэмбовского сдвига, открытого позднее, спустя почти десять лет.

О принципиальном значении этого эффекта для теории квантованных полей говорить теперь излишне.

Однако эта моя работа, к сожалению, не была опубликована, так как редакция журнала ЖЭТФ возвратила мне рукопись, считая мои расчеты необычными. У меня хранится возвращенная ими рукопись с печатью журнала, удостоверяющей срок ее поступления (25/II 1938 г.). Не нашел я поддержки и среди своих коллег в ФИАНе. Других путей не было. И эта важнейшая работа не была в свое время опубликована [10].

Основная идея работы вытекала из моего глубокого убеждения в реальном существовании физического вакуума, однако я не стал подчеркивать эту сторону дела, опасаясь «крика беотийцев». Доложенный мною расчет основывался на уравнениях квантовой электродинамики, которые выписывались для возбужденного атома, находящегося в состоянии m и взаимодействующего с электромагнитным полем. Амплитуду этого состояния обозначим через $a_m(t)$. Атом в результате взаимодействия с вакуумным полем может перейти в нижнее состояние n и испустить при этом квант света $\hbar\omega_s$. Амплитуду этого нового состояния обозначим через $a_{ns}(t)$. При $t \rightarrow \infty$ величина $|a_{ns}(t)|^2$ дает вероятность перехода $m \rightarrow n$ с излучением кванта $\hbar\omega_s$. Иными словами, $|a_{ns}(t)|^2$ дает форму излучаемой линии. Уравнения для исходной амплитуды $a_m(t)$ и амплитуд $a_{ns}(t)$ гласят:

$$i\hbar \frac{da_m}{dt} = \sum_s (0|\hat{H}|\omega_s) e^{i(\omega_s - \omega)t} a_{ns}, \quad (5.1)$$

$$i\hbar \frac{da_{ns}}{dt} = (\omega_s|\hat{H}|0) e^{i(\omega - \omega_s)t} a_m, \quad (5.1')$$

где $\hat{H}$ — энергия возмущения. Введем обозначения:

$$F(\omega) = \sum_{\omega_s, \omega_s + d\omega_s} \frac{1}{\hbar^2} |(\omega_s|H|0)|^2, \quad (5.2)$$

$$F(\omega) = \rho(\omega) \frac{2\pi e^2}{\hbar \omega \mu^2} \int_{\Omega} |l P_{mn}|^2 d\Omega. \quad (5.3)$$

Здесь $\rho(\omega)$ — плотность фотонов частоты ω , P_{mn} — электрический момент атома. Остальные обозначения очевидны. Заметим, что

$$F(\omega_0) = \frac{1}{2\pi\tau_0}, \quad (5.4)$$

где τ_0 есть время жизни атома в возбужденном состоянии. Вычисления приводят к формуле

$$a_{ns_0}(t) \cong \exp(-\pi F(\omega_0) + i\delta\omega_0 t), \quad (5.5)$$

где $\delta\omega_0$ есть смещение частоты:

$$\delta\omega_0 = PV \int_0^{\infty} \frac{F(\omega) d\omega}{\omega - \omega_0}. \quad (5.6)$$

Этот интеграл был вычислен для перехода серии Лаймана, при этом я ограничился при вычислении $F(\omega)$ состояниями дискретного спектра, что означало применение определенного обрезания частот («cut off»). Фактически это ограничение означало вычитание вклада удаленных состояний и в том числе состояний непрерывного спектра. Тем не менее оно не сильно отличалось от точного вычитания с помощью перенормировки массы электрона, изобретенной позднее, в 1947–1948 гг., американскими теоретиками¹. В результате вычислений было получено

$$\delta\omega_0 = k \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^3 \frac{Z^4}{n^3} R \lg \left(\frac{\mu c^2}{\Delta E_{\text{ср}}} \right), \quad (5.7)$$

где k — численный коэффициент, $\Delta E_{\text{ср}}$ — средняя энергия, n — главное число уровня, R — постоянная Ридберга.

В силу неточности в обрезании коэффициент k и значения $\Delta E_{\text{ср}}$ несколько отличались от точных значений, полученных методом перенормировки массы электрона². Вычисленное по этой формуле отношение $\delta\omega_0/\omega = 2,8 \cdot 10^{-8}$ для иона He находилось в хорошем согласии и по величине, и по знаку с наблюдаемым в измерениях Пашена (Ann. d. Phys. 1927. V. 387. P. 689), которое составляло у него $10^{-6} - 10^{-7}$. Более точных измерений тогда не было. Это обстоятельство, конечно, неблагоприятно отразилось на дальнейшем усовершенствовании неопубликованной работы. И только после войны, в 1948 г., выяснилось все ее значение для теоретической физики.

¹ См. обзор Я. А. Смородинского (УФН. 1949. Т. 39. С. 325), в котором автор описал также и эту мою неопубликованную работу, опережавшую на десять лет американские исследования.

² Замечу, что (5.7) можно переписать в виде $\delta\omega_0 \cong |\psi_s(0)|^2$, как это обычно сейчас и делают: здесь $\psi_s(0)$ — значение волновой функции в точке $r = 0$.

6. Квантовая механика

6.1. Квантовый ансамбль Гиббса. В 1930–1940-х гг. в ФИАНе и МГУ интерес многих физиков-теоретиков сосредоточивался вокруг основ квантовой механики, которая в то время многим казалась полной парадоксов.

Мы с большим интересом и уважением прислушивались к суждениям великого Н. Бора, но моему научному мировоззрению более импонировала позиция фон Неймана, изложенная им в его знаменитой книге «Математические основы квантовой механики».

Подчеркнутый статистический подход к пониманию квантовой механики нашел основательный отклик в лекциях Л. И. Мандельштама, в работах К. В. Никольского и моих.

Я заинтересовался изучением природы квантового ансамбля, его связью с классическим ансамблем Гиббса. Этой теме и была посвящена моя первая работа по собственно квантовой механике. В основу изучения указанной связи я положил «статистический оператор» фон Неймана, или, как теперь чаще говорят, «матрицу плотности» $\hat{\rho}$, взятую в смешанном представлении, а именно: вместо обычного представления этой матрицы в пространстве координат q изучаемой системы $R_f(q)$ (f — число степеней свободы) я рассматривал оператор $\hat{\rho}$ в фазовом пространстве $R_{2f}(q, p)$. Это достигалось следующим образом [11]: если $(q|\hat{\rho}|q')$ есть матричный элемент оператора $\hat{\rho}$ в координатном пространстве, то вводимая новая матрица $R(q, p)$ имела элементы, которые определялись по формуле

$$R(q, p) = \int (q|\hat{\rho}|q') \exp\left(i\frac{p(q-q')}{\hbar}\right) dq'. \quad (6.1)$$

Было показано, что определенная таким образом величина имеет свойства, крайне близкие к свойствам классической плотности $R_{\text{кл}}(q, p)$ в фазовом пространстве ансамбля Гиббса. В частности,

$$\rho(q) = \int R(q, p) \frac{dp}{2\pi\hbar} \quad (6.2)$$

есть плотность вероятности в пространстве $R_f(q)$;

$$\rho(p) = \int R(q, p) \frac{dq}{2\pi\hbar} \quad (6.2')$$

есть плотность вероятности в пространстве $R_f(p)$. Среднее значение от любой механической величины, изображенной оператором $\hat{L}$, вычисляется по формуле

$$\bar{L} = \text{Sp}(\hat{\rho}\hat{L}) = \int L(q, p) R^*(q, p) \frac{dq dp}{2\pi\hbar}, \quad (6.3)$$

где $L(q, p)$ — матричный элемент оператора $\hat{L}$ в смешанном представлении (вычисляется, как показано, по формуле (6.1)). Если $\hat{L}$ не содержит произведений $\hat{q}^n \hat{p}^m$, $n, m \neq 0$, то

$$L(q, p) = L_{\text{кл}}(q, p). \quad (6.4)$$

В частности, гамильтониан $H(q, p)$ в этом представлении имеет простой вид:

$$H(q, p) = \frac{p^2}{2m} + V(q). \quad (6.5)$$

Таким образом, величина $R(q, p)$ действительно имеет свойства, очень близкие к классической плотности вероятности $R_{\text{кл}}(q, p)$ в ансамбле Гиббса, однако принцип дополнительности выражается в этой схеме в том, что

$$\text{Im } R(q, p) \neq 0, \quad (6.6)$$

в то время как $R_{\text{кл}}(q, p) \geq 0$, конечно, действительная величина. Функция $R(q, p)$, так же как и классическая плотность $R_{\text{кл}}(q, p)$, удовлетворяет теореме Лиувилля:

$$\frac{d\hat{R}}{dt} = \frac{\partial \hat{R}}{\partial t} + [\hat{H}, \hat{R}] = 0, \quad (6.7)$$

где $[\hat{H}, \hat{R}]$ есть квантовая скобка Пуассона, взятая в смешанном « qp »-представлении. В описываемой работе был найден явный вид этой скобки. Далее было показано, что если потенциал $V(q)$ есть гладкая функция и $R_{t=0}(q, p)$ — тоже гладкая функция, то

$$\frac{\partial \hat{R}}{\partial t} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i\hbar)^{n-1}}{n!} [\hat{H}, \hat{R}]_n = 0, \quad (6.8)$$

где $[\hat{H}, \hat{R}]_n$ есть классическая скобка Пуассона n -го порядка:

$$[A, B]_n = \frac{\partial^n A}{\partial p^n} \frac{\partial^n B}{\partial q^n} - \frac{\partial^n A}{\partial q^n} \frac{\partial^n B}{\partial p^n}. \quad (6.9)$$

Первые два члена в ряду (6.8) совпадают с классическими:

$$\frac{\partial R}{\partial t} + \frac{p}{m} \frac{\partial R}{\partial q} + \frac{\partial R}{\partial p} \frac{\partial V}{\partial q} + \dots = 0. \quad (6.10)$$

Вторая работа в этой же области была сделана совместно с П.Э.Немировским [12] и посвящалась предельному переходу для $R(q, p)$ при $\hbar \rightarrow 0$. В ней было показано, что в системе, содержащей тождественные частицы, переход от квантовой плотности $R(q, p)$ к классической $R_{\text{кл}}(q, p)$ возможен лишь в том случае, если производится усреднение $R(q, p)$ по ячейкам фазового пространства $\Delta\Omega > \hbar$.

Наконец, третья работа из этого же круга вопросов представляет собой подход с другого конца [35]. Было найдено уравнение для фурье-компонент классической плотности в пространстве фаз $R_{\text{кл}}(q, p)$, а именно, уравнение для величины:

$$\rho_{\text{кл}}(q, q') \equiv \rho_{\text{кл}}(Q, \xi) = \int R_{\text{кл}}(q, p) \exp\left(i \frac{p\xi}{\hbar^*}\right) dp, \quad (6.11)$$

где $Q = (q + q')/2$, $\xi = q - q'$ и $\hbar^*$ есть произвольная константа размерности действия; заметим, что q' есть другая точка в том же пространстве, что и точка q . Это уравнение гласит:

$$\frac{\partial \rho_{\text{кл}}}{\partial t} - \frac{i\hbar^*}{m} \frac{\partial^2 \rho_{\text{кл}}}{\partial Q \partial \xi} + \frac{1}{i\hbar^*} \xi \frac{\partial V}{\partial Q} \rho_{\text{кл}} = 0. \quad (6.12)$$

Уравнение в квантовой механике для $\rho(q, q')$, в тех же переменных, имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{i\hbar}{m} \frac{\partial^2 \rho}{\partial Q \partial \xi} + i\hbar \left[V\left(Q + \frac{\xi}{2}\right) - V\left(Q - \frac{\xi}{2}\right) \right] = 0. \quad (6.13)$$

Соответствие между (6.12) и (6.13) очевидно: (6.13) переходит в (6.12) для гладких потенциалов $V(q)$, если положить $\hbar^* = \hbar$.

Аналогия квантового ансамбля с классическим ансамблем Гиббса оказалась столь далеко идущей, что меня одно время одолевали мысли о возможности сформулировать всю квантовую механику в терминах матрицы плотности в фазовом пространстве $R(q, p)$. Можно было бы думать, что для этого достаточно дополнить классическую статистическую механику условием

$$\overline{\Delta p^2 \Delta q^2} \geq \frac{\hbar^2}{4}. \quad (6.14)$$

Однако эту программу провести не удалось, так как многие важные свойства плотности $R(q, p)$, как выяснилось, не могут быть сформулированы без обращения к понятию волновой функции¹. В этом проявляется линейная природа квантовой механики.

6.2. Принцип детального баланса и квантовая механика. В курсах и монографиях, посвященных квантовой статистике, широко используется так называемый принцип детального баланса². Согласно этому принципу вероятность перехода P_{kl} из состояния k в состояние l равна вероятности обратного перехода P_{lk} из состояния l в состояние k . Этот принцип настолько утвердился в сознании физиков, что даже такой основательный теоретик, как Гайтлер, в своей широко известной книге выражает мнение, что этот принцип, может быть, не будет справедлив в «будущей теории»³. Между тем известно, что этот принцип не соблюдается уже в классической механике⁴. Это обстоятельство побудило меня рассмотреть подробнее этот принцип с точки зрения квантовой механики. В настоящее время, когда уже начинающего теоретика знакомят с *CPT*-теоремой, возникающая в то время ситуация покажется попросту удивительной. Однако она на самом деле имела место. В «Квантовой механике» Л. Ландау и Е. Лифшица есть правильное замечание по этому поводу, и, когда я указал Л. Д. на то, что мною уже

¹ Речь идет о таких свойствах, как свойства симметрии и эрмитовости.

² См., например, *Fowler R. Statistical mechanics*. Cambridge, 1936.

³ *Heitler W. Quantum Theory of Radiation*. 2nd Ed. Cambridge, 1944. P. 252.

⁴ *Lorenz H. // Sitz. Ber. d. Ak. d. Wiss. zu Wien*. 1887. Bd. 95. S. 115. На самом деле я вначале написал свою работу, а уже позднее узнал о работе Лоренца.

было опубликовано разъяснение этого кажущегося парадокса, Л. Д. ответил в своем духе: «Вашу работу мы читали, но и сами это понимали...»

В классической механике имеет место принцип детального баланса в тех случаях, когда силы инвариантны относительно перемены знака скоростей всех частиц.

В других случаях этот принцип не соблюдается. Совершенно такое же положение имеет место и в квантовой механике.

В моей работе [32] было указано, что в квантовой механике вероятность перехода из состояния k в состояние l за время t равна

$$P_{kl} = |S_{kl}(t)|^2, \quad (6.15)$$

где

$$\hat{S}(t) = \exp\left(-i\frac{\hat{H}t}{\hbar}\right) \quad (6.16)$$

и $\hat{H}$ есть оператор Гамильтона. Однако матрица $\hat{S}$ унитарна, а не эрмитова, поэтому, вообще говоря, $P_{kl} \neq P_{lk}$. Из унитарности матрицы $\hat{S}(t)$ следует только такое равенство:

$$P_{kl}(t) = P_{lk}(-t). \quad (6.17)$$

Дальнейшие заключения могут быть сделаны лишь при определенных предположениях о симметрии оператора Гамильтона $\hat{H}$. Если он остается инвариантным при заменах

$$p \rightarrow -p, \quad \mathcal{H} \rightarrow -\mathcal{H}, \quad \sigma \rightarrow -\sigma, \quad (6.18)$$

здесь p — импульсы частиц, $\mathcal{H}$ — магнитное поле, σ — спинные операторы частиц, так, что

$$\hat{H}(p, \mathcal{H}, \sigma) = H(-p, -\mathcal{H}, -\sigma), \quad (6.19)$$

то

$$P_{l\alpha; k\beta}(t, \mathcal{H}, \sigma) = P_{-l, -\alpha; -k, -\beta}(t, -\mathcal{H}, -\sigma), \quad (6.20)$$

где l, k — индексы импульсов частиц, α, β — индексы их спинов. Таким образом, принцип детального баланса, как его обычно понимали в квантовой статистике, имеет место лишь в первом приближении теории возмущений, так как в этом случае достаточно свойства эрмитовости оператора Гамильтона.

Этот принцип будет выполняться в любом приближении, если силы, действующие между частицами, центральные.

Таковы были выводы из реферируемой работы, содержавшей полное разъяснение кажущегося парадокса о неравенстве вероятностей для переходов $l \rightarrow k$ и $k \rightarrow l$. В настоящее время доказанные в этой работе утверждения рассматриваются как естественная часть *CPT*-теоремы.

6.3. О разделении системы на части квантовую и классическую. Эта работа проводилась совместно с Я. Б. Дашевским¹ и вытекала из моего давнего интереса к вопросу о взаимодействии классической системы с квантовой [13]. Позднее это привело меня к важному шагу в понимании механизма квантово-механических измерений [68].

¹ Трагически погибшим в Дарницком лагере от рук фашистов.

Суть описанной работы такова: пусть x — переменные квантовой части, а X — переменные классической части системы. Тогда уравнение Шредингера гласит:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = [H_0(x) + \mathcal{H}_0(X) + W(x, X)] \Psi, \quad (6.21)$$

где $H_0(x)$, $\mathcal{H}_0(X)$ — гамильтонианы свободных частей, а $W(x, X)$ — их взаимодействия. Было показано, что разделяющееся решение уравнения (6.21):

$$\Psi(x, X, t) = \psi(x, t)\Phi(X, t), \quad (6.22)$$

где $\psi(x, t)$, $\Phi(X, t)$ удовлетворяют уравнениям

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = H_0(x)\psi(x, t) + v(x, t)\psi(x, t) \quad (6.23)$$

и

$$i\hbar \frac{\partial \Phi(X, t)}{\partial t} = \mathcal{H}_0(X)\Phi(X, t), \quad (6.24)$$

$$v(x, t) = \int \Phi^*(X, t)W(x, X)\Phi(X, t)dX, \quad (6.25)$$

может быть получено, если

$$W(x, X) - \int W(x, X)|\Phi(X, t)|^2 dX \cong 0. \quad (6.26)$$

6.4. Атом в поле зрения электронного микроскопа [31]. Эта работа, посвященная очень специальному вопросу, заслуживает упоминания ввиду несколько необычной постановки вопроса.

Происхождение ее таково. Я обратил внимание на то, что под действием рассеянного электрона атом будет получать отдачу и может быть выбит из своей позиции на поверхности «предметного стекла». Если он не будет выбит при первом рассеянии, то он может быть выбит при последующих.

Следует заметить, этот опыт необычен с точки зрения привычной постановки измерений в квантовом ансамбле. Действительно, в этом случае мы имеем дело с повторением измерений на одном и том же экземпляре атома, а не на их совокупности, как это обычно делается.

После каждого измерения состояние атома, вообще говоря, меняется, и он становится экземпляром другого квантового ансамбля. Таким образом, необходимая для получения изображения атома серия рассеяний состоит из серии рассеяний, относящихся к объемам, взятым из разных квантовых ансамблей.

Кажется, это единственный случай подобной ситуации.

Произведенные вычисления показали, что есть возможность получить многие тысячи рассеяний на тяжелом атоме типа Cu, Hg и т. д. без того, чтобы атом был полностью выбит из своей позиции. Как я тогда выразился, «фотографируемый клиент может быть выбит из кресла». В то время не удалось получить подобного портрета. Фотография отдельного атома была получена только недавно американскими исследователями.

6.5. Теория квантового ансамбля. Работы, относящиеся к этому кругу, вытекали частью из дискуссий, посвященных основам квантовой механики, частью из педагогического опыта.

Признанным идеологом квантовой механики был Н. Бор. Однако его концепция всегда вызывала у меня чувство неудовлетворенности.

Я никогда не разделял чаяния некоторых физиков, что квантовая механика нуждается в «скрытых параметрах», открытие которых свело бы ее к особому роду статистической механики, построенной по типу классической статистической механики.

Однако большинство недовольных Н. Бором, как тогда говорили, — «воззрениями копенгагенской школы», противопоставляли Н. Бору именно концепцию «скрытых параметров».

Моя неудовлетворенность копенгагенской концепцией имела совсем другие основания. Два пункта в этой концепции казались мне неудовлетворительными:

1) недостаточно ясное определение того статистического ансамбля, к которому относятся объекты измерения и измерительные приборы. В результате волновую функцию ψ охотно приписывали одному экземпляру микросистемы μ , взятому самому по себе, игнорируя при этом то обстоятельство, что волновая функция, являясь измеряемой величиной, не может быть, однако, получена из измерений на одном экземпляре микросистемы;

2) наблюдателю, по концепции Н. Бора, занятому измерениями в квантовой области, приписывалась особая роль по сравнению с его ролью в классической физике. Отсюда чисто информационный взгляд на волновую функцию как на записную книжку наблюдателя. Этот взгляд приводил к естественным трудностям с применением квантовой механики к тем явлениям, которые происходили (или происходят) явно и без всякого участия каких-либо наблюдателей.

К тому же современный физик-экспериментатор вряд ли находит в своем поведении что-либо, в принципе отличающее его от экспериментатора, работающего с макроскопическими объектами.

Вмешательство некоторых философов в развязавшиеся в связи с этим дискуссии способствовало запутыванию ясно поставленных физических вопросов и ненужному обострению дискуссий.

Если же говорить о дискуссиях, то только споры с В. А. Фоком и с венгерским физиком Л. Яноши оказались для меня полезными в том отношении, что способствовали выработке моей собственной точки зрения, развивавшейся вначале под влиянием упомянутой выше книги фон Неймана.

Оставляя в стороне все детали пройденного мною пути, я бы так сформулировал стоявшую передо мною задачу: 1) определить квантовый ансамбль; 2) освободить понятие волновой функции от элементов субъективизма; 3) освободить квантово-механическое измерение от мистического толкования «вмешательства наблюдателя» в состояние измеряемой системы.

В решении этих вопросов я шел шаг за шагом. И особенно много времени ушло, прежде чем удалось внести ясность в пп. 2 и 3.

В сущности, это было сделано лишь в шестидесятых годах и изложено в моей книге «Принципиальные вопросы квантовой механики» (1966 г.) [90] (см. также [68, 76]). Каковы же основные идеи этой монографии? Во-первых, в самом ее начале подчеркивается абстрактный характер классического детерминизма. На основе анализа простых, но весьма общих по своей значимости примеров показан иллюзорный характер детерминизма.

Далее отмечено, что квантовая механика является в самом принципе статистической теорией, не нуждающейся в каких-либо ссылках на детерминизм.

Таковы были исходные позиции моей концепции «*квантовых ансамблей*».

В моем курсе «Основы квантовой механики» [91] излагаемый здесь аспект хотя и намечен, но все же еще не достиг полной четкости¹.

Концепция квантового ансамбля чрезвычайно близка к концепции классического ансамбля Гиббса. Поэтому мы вправе назвать ансамбль, с которым мы имеем дело в квантовой механике, *квантовым ансамблем Гиббса*.

Этот ансамбль определяется макроскопической обстановкой M , которая диктует микрочастице μ образ ее жизни — ее состояние. Ансамбль состоит из бесконечного $N \rightarrow \infty$ и независимого друг от друга повторения ситуаций $M + \mu$.

Квантово-механические измерения, производимые над частицей μ , осуществляются в таком ансамбле. Вероятность того или иного результата измерения величины $L = L'$ определяется диагональным элементом матрицы плотности, взятой в « L »-представлении:

$$(L|\hat{\rho}_M|L')_{L=L'} = \rho_M(L). \quad (6.27)$$

Здесь значок M указывает ту макроскопическую обстановку, которая определяет ансамбль.

Вероятность измерения другой механической величины N находится путем канонического преобразования оператора $\hat{\rho}$ от « L »-представления к « N »-представлению.

Сам оператор плотности $\hat{\rho}_M$ определяется как билинейная форма из волновых функций:

$$(L|\hat{\rho}_M|L') = \sum_s P_{Ms} \psi^*(L) \psi(L'), \quad (6.28)$$

$$\sum_s P_{Ms} = 1, \quad (6.29)$$

где индекс s принадлежит различным частным состояниям. Таким образом, квантово-механический ансамбль определен как совокупность вполне определенных повторяющихся объективных явлений.

Волновая функция ψ_M или, в более общем случае, матрица плотности $\hat{\rho}_M$ есть объективная характеристика ансамбля и принадлежит одному экземпляру микросистем только в той мере, в какой он сам принадлежит данному ансамблю. Иными словами, ψ_M или $\hat{\rho}_M$ не являются характеристиками мик-

¹ Это исправляется в новом издании «Основ квантовой механики» [92].

росистемы μ , взятой самой по себе, а характеристикой принадлежности ее к данному квантовому ансамблю.

Измерение. При измерении макроскопическая обстановка M пополняется еще одним устройством — измерительным прибором Π .

Заметим, что, употребляя термин «прибор», я имею в виду и то, что это устройство может быть необязательно делом рук экспериментатора.

При учете прибора Π возникает новая макроскопическая обстановка:

$$\mathcal{M} = M + \mu + \Pi. \quad (6.30)$$

Однако предполагается, что измерительная часть Π не оказывает влияния на M , так что присоединение Π не меняет характер квантового ансамбля (например, Π удалено от M).

Сам измерительный прибор (измерительное устройство) состоит из двух частей — анализатора A и детектора D :

$$\Pi = A + D. \quad (6.31)$$

Анализатор A разлагает квантовый ансамбль на частные состояния ψ_I , в каждом из которых измеряемая величина имеет уже только одно определенное значение I . Наконец, детектор фиксирует, в каком именно частном состоянии оказалась частица μ в данном измерении.

При этом интерференция частных состояний ψ_I разрушается (если она раньше имела место). Важный шаг, который был сделан мною в понимании сути квантово-механического измерения, заключался в преодолении барьера, поставленного авторитетом Н. Бора. Именно Н. Бор утверждал, что не имеет смысла объединять измерительный прибор Π , который есть макроскопическое (классическое) устройство, с квантово-механической системой μ , так как тогда потребуются новый классический прибор Π' , который будет необходим для изучения объединенной системы $\mu + \Pi$.

Однако ошибочность этого утверждения впервые дошла до меня в результате размышлений над утверждениями Л. Яноши, который сомневался в полноте квантовой механики и приводил парадоксы.

Вся суть дела на самом деле проста: детектор измерительного прибора D всегда является макроскопически неустойчивой системой (иначе микросистема μ не могла бы повлиять на его показания). Неустойчивой механически, электродинамически или термодинамически.

Взаимодействие $D + \mu$ начинается на уровне квантово-механического явления и развивается само собой в макроскопическое явление: заключительная стадия носит характер взрыва, инициированного микрочастицей. Мною был

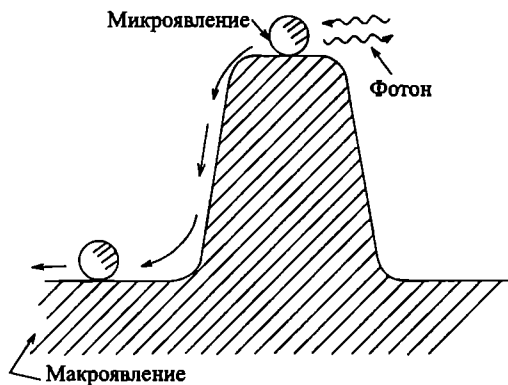


Рис. 4

сначала рассмотрен простой пример — модель механически неустойчивого детектора (рис. 4), а позднее — термодинамически неустойчивого. Эти работы были суммированы в упомянутой монографии [90]. Общая теория такова: пусть измеряемая микросистема μ имеет координаты x , а детектор — координаты Q . Система $D + \mu$ описывается обязательно $\hat{\rho}$ -матрицей (так как она есть макроскопическая система!). Матрица $\hat{\rho}$ подчиняется уравнению

$$\frac{\partial \rho(x, Q; x', Q', t)}{\partial t} = [\hat{H}, \rho(x'', Q''; x', Q', t)], \quad (6.32)$$

где гамильтониан состоит из $\hat{H}_0(x)$ — гамильтониана частицы μ , $\hat{H}_0(Q)$ — гамильтониана (может быть, очень сложного) детектора D и $W(x, Q)$ — оператора их взаимодействия. При $t = 0$ задается начальная матрица $\hat{\rho}_{t=0}$, характеризующая начальное состояние микросистемы, и ищется $\hat{\rho}$ при $t \rightarrow \infty$.

Разложим матрицу $\hat{\rho}$ по собственным состояниям микрочастицы $\psi_n(x)$:

$$\hat{\rho}(x, Q; x', Q', t) = \sum_{n, m} C_{nm}(Q, Q', t) \psi_n^*(x) \psi_m(x'). \quad (6.33)$$

Детектор D будет выполнять свое назначение, если при $t \rightarrow \infty$ все $C_{nm} \rightarrow 0$, кроме одного C_{mm} , и $C_{mm} \cong 0$, если $Q \neq Q'_m$. Действительно, в этом случае определенное показание детектора $Q = Q'_m$ указывает на то, что измеряемая частица μ находится в состоянии $\psi_m(x)$.

Иными словами:

$$\hat{\rho}(x, Q; x', Q', t)_{t \rightarrow \infty} = C_{mm}(Q, Q') \psi_m^*(x) \psi_m(x'). \quad (6.34)$$

Напомним, что фактически все измерительные приборы макроскопически нестабильны: счетчик Гейгера не статичен электрически, камеры пузырьковые или вильсоновские не стабильны термодинамически и т. д.

Таким образом, работа детектора D , в принципе, может быть рассмотрена методами квантовой механики совместно с учетом действия на детектор микрочастицы.

Отсюда ясно также, что то, что мы называем измерением, может быть не только организовано экспериментатором, но может происходить и само собой в природе, если создается ситуация, при которой какая-либо микрочастица μ вызывает макроскопическое явление. Тем самым было показано, что пресловутое «вмешательство наблюдателя в измеряемую систему» сводится лишь к выбору им анализатора и детектора. Далее все следует объективным законам квантовой механики.

В заключение: студенты нередко спрашивали, если волновая функция ψ есть «записная книжка наблюдателя», то кто записывает стягивание суперпозиции $\psi = \sum c_n \psi_n \rightarrow \psi_m$ в тех случаях, когда наблюдатель был явно ни при чем (просто его не было)?

Изложенная теория измерений дает на это ясный ответ, не зависящий от состояния знаний наблюдателя. Есть основания думать, что она может оказаться очень существенной для понимания биологических явлений.

7. Акустика

Мне пришлось сосредоточиться на теории акустики, которая, как выяснилось уже при первом знакомстве, ограничивалась линейной акустикой, описанной в знаменитой книге лорда Рэлея «Теория звука». Образование акустиков также определялось этой книгой. Это приводило к столь большому числу парадоксов, что я (после войны) прочел в МГУ курс «Парадоксы акустики». Происхождение этих парадоксов основывалось на линейном рассмотрении звука в однородных и неподвижных средах. В этих случаях обычно было достаточно рассматривать звук адиабатически и ограничиваться тривиальным смыканием волн на границе двух сред. Позволю себе привести два «парадокса». Пусть плоская звуковая волна распространяется вертикально вверх в изотермической атмосфере $T = \text{const}$; рассуждаем следующим образом: так как скорость звука c определяется температурой, то в этой среде $c = \text{const}$. Отсюда, решая волновые уравнения, найдем, что волна звука имеет вид

$$u = A \exp \left[i\omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \right], \quad (7.1)$$

где u — скорость звуковых смещений, ω — частота, A — постоянная, z — высота. Плотность энергии волны

$$\epsilon = \rho u^2, \quad (7.2)$$

где ρ — плотность воздуха. Из (7.1) следует, что $u^2 = \text{const}$, но в изотермической атмосфере плотность ρ убывает по барометрической формуле: $\rho = \rho_0 e^{-\alpha z}$. Таким образом, плотность энергии ϵ в противоречии с законом сохранения энергии уменьшается с ростом z !

Другой пример. Звуковая волна падает навстречу ударной волне. Применяя обычные методы смыкания волн на границе двух сред (перед ударной волной и позади нее), находим проходящую и отраженную волны.

Однако ясно, что в этом случае никакой отраженной волны возникнуть не может, так как скорость движения фронта ударной волны больше скорости звука. На самом деле мною было показано, что в этом случае имеются две проходящие волны: одна — обычная звуковая, другая — волна энтропии и, конечно, нет волны отраженной.

Подобных парадоксов можно было бы привести много. Все они имели одно и то же происхождение.

В моих работах того времени [15–24], изложенных позднее в монографии «Акустика неоднородной движущейся среды» [89], были написаны основные уравнения акустики для самого общего случая. Эти уравнения основаны на разложении до первого порядка общих уравнений газогидродинамики, они гласят:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + [\text{rot } \mathbf{v} \times \xi] + [\text{rot } \xi \times \mathbf{v}] + \nabla(\mathbf{v}\xi) = -\frac{\nabla \pi}{\rho} + \frac{\nabla p \delta}{\rho^2}, \quad (7.3)$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla \delta) + (\xi \nabla \rho) + \rho \text{div } \xi + \delta \text{div } \mathbf{v} = 0, \quad (7.3')$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla \sigma) + (\xi \nabla S) = 0, \quad (7.3'')$$

где $\mathbf{v}$ суть скорость основного потока и p — давление в нем, ρ — плотность среды, S — ее энтропия. Величины ξ , π , δ , σ суть линейные малые добавки к соответствующим величинам исходного потока; они-то и описывают возмущение потока звуковой волны. В этом случае ξ , π , δ , σ — периодические или почти периодические функции времени.

Написанная система уравнений оказалась вполне удовлетворительной основой для решения любых проблем акустики для волн, распространяющихся в движущейся и неоднородной среде.

На основе этих общих уравнений были сформулированы уравнения геометрической акустики, пригодные в тех случаях, когда градиенты величин $\mathbf{v}$, p , ρ и S так малы, что можно пренебречь изменением этих величин на протяжении длины волны звука $\lambda = 1/k_0$.

В этом случае фаза звуковой волны может быть представлена в следующем виде:

$$\Phi = \omega_0 t - k_0 \theta. \quad (7.4)$$

В результате разложения уравнений (7.3)–(7.3'') в ряд по обратным степеням $k_0 = \omega_0/c_0$ (c_0 — скорость звука вне потока) были получены уравнения геометрической акустики:

$$(\nabla \theta)^2 = n^2 [1 - c_0(\mathbf{v} \nabla \theta)]^2, \quad (7.5)$$

где $n = c_0/c$ есть показатель преломления звуковых волн, c — местная скорость звука, $\mathbf{v}$ — скорость потока («ветра»).

Было показано, что в первом приближении, при условиях геометрической оптики, звук распространяется изоэнтропически. Далее было доказано предположение Р. Эмдена о том, что фазовая скорость звука V_f равна

$$V_f = c + v_N, \quad (7.6)$$

где v_N — проекция скорости ветра на нормаль к волне; скорость же распространения энергии $\mathbf{V}_s$ вычисляется по формуле

$$\mathbf{V}_s = c\mathbf{N} + \mathbf{v}, \quad (7.7)$$

где $\mathbf{N}$ — нормаль к поверхности $\theta = \text{const}$.

В соответствии с (7.5) было найдено выражение для потока энергии звука:

$$\Pi = \epsilon \mathbf{V}_s, \quad (7.8)$$

где $\epsilon = \pi^2/\rho c^2$ есть плотность звуковой энергии, вычисленная в приближении геометрической акустики.

На основе этих уравнений в моей монографии были объяснены и рассчитаны самые разнообразные акустические явления в неоднородных и движущихся средах, в том числе и в турбулентных средах.

Были рассмотрены движущиеся источники и приемники звука.

Найдены общая формула для эффекта Доплера и необходимые условия для существования этого эффекта; изменение амплитуды A звука должно происходить достаточно медленно по сравнению с изменением частоты:

$$\left| \frac{dA}{dt} \frac{1}{A} \right| \ll \omega', \quad \left| \frac{d\omega'}{dt} \right| T \ll \omega', \quad (7.9)$$

где T — время, характеризующее установление новой частоты ω' . Далее было получено возбуждение звука потоком и движущимися телами, в частности винтом самолета и корабля. Были рассмотрены и многие другие новые задачи акустики.

Эта моя монография была дважды издана на английском языке в США, однако не для коммерческой продажи, один раз — в знаменитом Лос-Аламосе и другой раз — в Морской лаборатории США.

Все же она оставалась долгое время недостаточно известной. На конференции в 1972 г., в лекции о распространении звука в движущейся среде сэр Дж. Лайтхилл сказал о моей монографии: «Обобщение на движущиеся жидкости, однако, нетривиально, впервые оно было успешно сделано Блохинцевым».

Его заключения, которые никогда не были очень хорошо известны, совсем удивительны, в особенности в отношении связи фактора Доплера со средним потоком энергии».

8. Атомная энергия

В 1947 г. А. И. Лейпунский привлек меня к работам в организацию, которая теперь называется Государственным комитетом по использованию атомной энергии СССР. В то время задача овладения атомной энергией была не только увлекательной, но и жизненно важной для нашей страны.

Разумеется, при решении такой большой проблемы моя личная энергия, мои знания и мой разум более сосредоточивались на научно-техническом руководстве большим коллективом ученых и инженеров, нежели на личной работе при свете «зеленой лампы». Однако весь опыт работы больших научных коллективов показывает, что роль руководителя института не менее важна, чем роль дирижера в оркестре.

В частности, очень важно выбрать правильное направление работ. Суть дела заключается в том, что обычно поставленная задача, в принципе, может быть решена несколькими путями. Талант научного руководителя должен проявиться именно в умении выбрать из предлагаемых на обсуждение и решение вариантов — наилучший (это слово содержит очень много аспектов!).

Я имел непосредственное отношение к нескольким проблемам, разрабатывавшимся в ФЭИ (Обнинск):

1. Сооружение первой в мире атомной электростанции (АЭС) на 5000 кВт. Выбор типа реактора для станции, руководство проектом и сооружение АЭС [45].
2. Реакторы на быстрых нейтронах — некоторые первые расчеты такого типа реакторов, участие в создании реакторов БР-2 и БР-5 [50].

3. Создание импульсного реактора ИБР-1 и позднее, уже в Дубне, реактора ИБР-2 [51, 52].

8.1. Проектирование и создание первой в мире атомной электростанции. В 1951 г. я был назначен научным руководителем этой проблемы. Главным конструктором был назначен Н. А. Доллежалъ, главным технологом — В. А. Малых, моим заместителем — А. К. Красин.

В предшествующем этому году периоде в Обнинске, в Физико-энергетическом институте, и в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова разрабатывались различные проекты АЭС, в стадии эскизной проработки.

Первый вопрос, который предстояло решить, — это выбор варианта первой опытной станции. Естественно, что было стремление создать АЭС, которая по своим параметрам превосходила бы стандартные тепловые ТЭЦ.

Мой вклад в решение поставленной проблемы состоял, в частности, в том, что я поддержал тот проект, который отличался наибольшей надежностью, но не высшими параметрами (по давлению и температуре рабочего пара, по КПД и экономичности). Этот проект в значительной степени базировался на опыте, накопленном к тому времени в Институте атомной энергии по разработке графитоводных реакторов, и, на мой взгляд, был единственно реалистичным в то время. В тот период, несмотря на такой простейший выбор, предстояла большая и разносторонняя работа по расчету реактора, его технологии и конструкции, теоретическая и экспериментальная. Эти работы были в основном сосредоточены в ФЭИ и в конструкторском коллективе Н. А. Доллежала.

В этом очерке я не буду подробно останавливаться на описании всего комплекса работ, так как работы по созданию АЭС подробно описаны в специальных публикациях [45, 46]. В ходе создания АЭС были и драматические моменты. Многие подробности, относящиеся к истории создания АЭС, освещены мною в публикации в «Вопросах истории» в связи с 20-летием первой АЭС [49].

Идея о первостепенной важности надежности была для меня определяющей, и ее сила подтвердилась двадцатилетним опытом работы первенца атомной энергетики. Общая структура проблем, коротко, была такова:

1. Расчеты реактора: критическая масса, срок кампании, регулирование, аварийная защита, аварийные режимы, динамика реактора — эти теоретические работы выполнялись при моем участии М. Е. Минашиным, Ю. А. Сергеевым, Д. Ф. Зарецким, Н. Э. Немировским и др.
2. Конструкция реактора и технология создания этой конструкции разрабатывались Н. А. Доллежалем, П. И. Алещенковым и др. сотрудниками этого конструкторского коллектива.
3. Эксперименты с моделью реактора, эксперименты по теплообмену и др. выполнялись А. К. Красиным, Б. Г. Дубовским, В. Зенкевичем и др.
4. Технология производства тепловыделяющих элементов (ТВЭЛ) была разработана в ФЭИ В. А. Малыхом и его коллегами. Значительная часть работ, теоретических и экспериментальных, заканчивалась написанием отчетов, и только часть из них была опубликована. Важнейшие, основные публикации — работы [47, 48]. Позднее А. К. Красин,

Н. А. Доллежалъ опубликовали статьи, суммирующие опыт работы АЭС за двадцать лет.

Итог был таков: канальный тип реактора с водяным охлаждением и графитовым замедлителем оказался более экономичным, нежели это считалось вначале, и, безусловно, надежным и безопасным в эксплуатации. Эти особенности реактора первой АЭС привели к тому, что для Ленинградской АЭС мощностью в 1 млн кВт был выбран усовершенствованный реактор, построенный по типу реактора первой АЭС.

8.2. Реакторы на быстрых нейтронах. Основная идея реакторов на быстрых нейтронах, насколько я могу судить, принадлежала А. И. Лейпунскому. Он обратил внимание на то, что в таких реакторах возможно воспроизводство атомного горючего — превращение ^{238}U в ^{239}Pu .

Первые расчеты реактора были произведены мною. Существенно новой была необходимость учитывать неупругие соударения нейтронов. Разработке исчерпывающих методов расчета подобного типа реактора мы обязаны моему сотруднику Л. Н. Усачеву.

Для изучения работы быстрого реактора, особенно для выяснения коэффициента воспроизводства, был построен реактор БР-2, небольшой мощности, на ртутном охлаждении. О. Д. Казачковский, И. И. Бондаренко и другие физики успешно осуществили намеченную программу исследований [50].

В отделе А. И. Лейпунского уже разрабатывались проекты мощных промышленных реакторов, однако я считал, что подобные проекты не будут убедительными, если не построить прототип небольшой мощности, но охлаждаемый жидким натрием, как это и намечалось в промышленных «БР».

Для получения этого опыта реактор БР-2, конечно, не годился, и я предложил, по окончании программы физических измерений на нем, его демонтировать и в том же здании построить опытный реактор на быстрых нейтронах, но уже высокотемпературный, охлаждаемый жидким натрием. Первоначально его мощность намечалась равной 1500 кВт.

Позднее, уже без моего участия, этот проект был осуществлен в варианте на 5000 кВт (БР-5) и послужил реальной основой для сооружения промышленных быстрых реакторов (БР).

8.3. Импульсный реактор ИБР-1. В середине 1950-х гг. в Обнинске обсуждалось строительство реактора постоянного потока нейтронов для экспериментов в пучке нейтронов, в основном, для нейтронной спектроскопии. Этот реактор должен был быть снабжен селектором для работы по «методу пролета».

Мне как человеку новому в этом деле вся идея показалась весьма несурзадной: строить реактор большой мощности и затем использовать лишь ничтожную часть этой мощности в виде коротких импульсов, посылаемых селектором — прерывателем пучка.

Тогда я предложил идею построить реактор, который бы с самого начала давал необходимые короткие импульсы и не нуждался, таким образом, в селекторе. При этом средняя мощность такого импульсного реактора могла бы быть очень маленькой (на самом деле, она составила только несколько киловатт); мощность же в импульсах не уступала мощности самых мощных

реакторов постоянного, не импульсного действия. Механизм осуществления импульсов, предложенный мною, был крайне прост — модулирование реактивности предлагалось осуществить вращением диска, содержащего делящееся вещество (уран-235) (рис. 5).

Теория этого реактора была разработана И. М. Бондаренко и Ю. Я. Стависским. Весь проект реактора был разработан в ФЭИ при участии ЦИАМ (Г. Е. Блохин) и сооружен уже в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований в Дубне, куда я перешел работать в качестве первого директора этого нового Института. Реактор я принес в Институт с собою в виде «приданого».

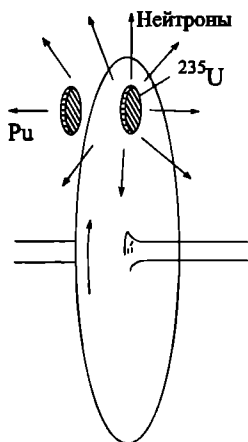


Рис. 5

Здесь следует вспомнить, что первоначально обсуждалось предложение строить в ОИЯИ реактор постоянного потока, большой мощности для технологических целей.

Это предложение казалось мне несостоятельным, так как физики Дубны имели совсем другой профиль работы — их интересы сосредоточивались в области физики элементарных частиц. Для плодотворной работы по прикладной ядерной физике и ядерной технологии требовались «моды» другого профиля. Более того, потребовались бы совсем новые лаборатории («горячая», химическая, технологическая и т. п.). В сущности, надо было бы заново создавать нечто подобное ФЭИ. Это совсем не укладывалось в реальные возможности нового

Института, который в основном предназначался для исследований в области фундаментальной науки.

В этой связи я предложил создать в ОИЯИ Лабораторию нейтронной физики с импульсным реактором малой или средней мощности. Это предложение было поддержано руководством ГКАЭ (1956 г.).

Реактор ИБР-1 был дополнен инжектором (по предложению И. М. Франка и Ф. Л. Шапиро), тем самым существенно расширились его возможности применительно к ядерной, нейтронной спектроскопии [51].

Многолетняя работа ИБР-1 показала, что импульсный источник является отличным средством для разносторонних исследований строения ядра, физики деления, физики реакторов, изучения твердых и жидких тел, а также самого нейтрона как элементарной частицы.

В настоящее время разработан проект и сооружается с моим участием в качестве научного руководителя значительно более мощный импульсный реактор ИБР-2 (средняя мощность — около 4000 кВт) [52].

9. Теория частиц

Мой переход в Дубну на должность директора нового Института позволил мне вернуться к работе в той области науки, которая начиная с университетских лет стала предметом моего постоянного увлечения, — к теоретической физике — фундаментальной науке о строении материи.

Работа по прикладной атомной физике в Обнинске была крайне интересной, но уже к середине пятидесятых годов стало ясно, что основные теоретические проблемы, относящиеся к управлению ядерными цепными реакциями, решены. Были найдены и основные технические принципы построения энергетических ядерных реакторов.

Естественно, что мой интерес к работе в Обнинске упал из-за принципа: нельзя объять необъятное. Вместе с переходом в Дубну, несмотря на большую организационную работу, обусловленную необходимостью создавать новые формы и новый стиль работы, достойный международного института, появилось все же больше возможностей посвятить себя работе над проблемами физики элементарных частиц. Я поставил в качестве условия моего перехода из Обнинска организацию в новом Институте Лаборатории теоретической физики, для работы в которой я пригласил Н. Н. Боголюбова, М. А. Маркова и ряд молодых теоретиков.

Возникновение новой области физики — физики элементарных частиц было связано с созданием мощных ускорителей и новых лабораторий у нас и в США. Первые экспериментальные результаты, достигнутые в этих лабораториях, еще в бытность мою в Обнинске привлекли мой интерес, и мне удалось закончить и опубликовать несколько работ, посвященных теории элементарных частиц, которые и описываются ниже.

9.1. О нуклонах. В работе [36], посвященной прохождению нуклонов через вещество, были вычислены на основе скудных тогда экспериментальных данных спектр нейтронов $N(E, x)$ и спектр протонов $P(E, x)$ по мере их прохождения в веществе длины x . Эти спектры вычислялись на основе следующих уравнений:

$$\frac{\partial N(E, x)}{\partial x} = \alpha(E) \frac{\partial N(E, x)}{\partial E} - \frac{N(E, x)}{L(E)}, \quad (9.1)$$

$$\frac{\partial P(E, x)}{\partial x} = \beta(E) \frac{\partial P(E, x)}{\partial E} - \frac{P(E, x)}{L(E)}, \quad (9.1')$$

где $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ — средние потери энергии на единицу длины пути, а $L(E)$ — длина обмена зарядом протона и нейтрона.

Эти спектры оказались в хорошем согласии с опытными данными при энергии E в интервале 40–90 МэВ. Величины $\alpha(E)$, $\beta(E)$ были вычислены с учетом ионизационных потерь для $\beta(E)$ из потенциала взаимодействия нуклона типа Юкавы:

$$V = g^2 \frac{e^{-xr}}{r}. \quad (9.2)$$

В другой работе, посвященной теории нуклонов [41], впервые было высказано предположение о существовании внутри нуклона некоторой малой протяженной области $a \ll \hbar/(m_{\pi}c)$ — «керна» нуклона, окруженного пионной оболочкой с радиусом $b \gg a$. Наконец, в третьей работе по рассеянию нуклонов [42] было вычислено сечение упругого рассеяния протонов и показано,

что наилучшее согласие с опытом достигается в предположении, что закон взаимодействия нуклонов имеет вид

$$V = V_0 \frac{e^{-\alpha r}}{r^3}, \quad r > \frac{\hbar}{m_p c}, \quad (9.3)$$

$$V = \frac{V_0}{a^3}, \quad r < a = \frac{\hbar}{m_p c}. \quad (9.3')$$

Это и были мои три работы, в которых рассматривались актуальные в то время вопросы взаимодействия нуклонов при энергии порядка нескольких сотен МэВ.

В период, к которому относятся описываемые здесь работы по оптике нуклонов, было более важно получить из экспериментальных данных по pp - и pp -рассеянию сведения о показателе преломления нуклонной среды с тем, чтобы выяснить, насколько представления о мезонной атмосфере нуклона согласуются с опытными фактами.

В результате такой постановки вопроса удалось получить информацию о размерах нуклона $\sqrt{\langle r^2 \rangle} = 0,8 \cdot 10^{-13}$ см, установить важное деление структуры нуклона на центральную область — «кern» нуклона и на периферическую область — пионную оболочку нуклона.

Опыты Р. Хофstadтера по рассеянию быстрых электронов на протонах произвели на всех нас огромное впечатление своей новизной и точностью результатов, поэтому было естественно проверить пригодность пионной модели нуклона для описания электромагнитных взаимодействий. Это было сделано в работах [57–59] совместно с Б. М. Барбашовым и В. С. Барашенковым, где показано, что представление о керне нуклона и о его пионной атмосфере позволяет согласовать мезонную структуру нуклона с электромагнитной структурой, сведения о которой впервые были получены Р. Хофstadтером.

9.2. О флуктуациях ядерной материи. Данные, собранные при изучении космических лучей, и особенно новые по тому времени данные, полученные на ускорителях, указывали на поразительный факт выбивания из ядер сложных осколков высокой энергии без их разрушения.

Явление это казалось весьма удивительным и выглядело так, как если бы кто-то стрелял из пистолета в оконное стекло и вместо отверстия вышиб бы целое стекло или его большой кусок.

Еще в период работы в Обнинске (т. е. до 1956 г.) я предложил аспиранту МГУ В. Г. Неудачину произвести расчеты атомных ядер, базируясь на представлении о том, что они могут быть образованы временно возникающими внутри них «субъядрами». Математически это выражалось в аппроксимации волновой функции всего ядра $\psi_A(x_1, x_2, \dots, x_A)$ через волновые функции более простых ядер D, He ... и т. п., например:

$$\psi_A(x_1, x_2, \dots, x_A) = P \sum_n \psi_{He}(x_1 \dots x_4) \psi_{Li}(x_5 \dots x_{11}) \dots \psi_C(x_{12} \dots x_A). \quad (9.4)$$

Такие образования внутри ядра называют сейчас «кластерами» (видимо, ввиду трудностей выбора названий новым объектам на русском языке).

Соображения о существовании таких «субъядер» привели меня к естественному объяснению странного явления выбивания из ядер сложных осколков [54].

Суть этого объяснения такова: в ядре непрерывно образуются и разрушаются легкие «субъядра». Некоторые из них в момент столкновения нуклона с ядром могут в силу квантовых флуктуаций оказаться в несколько сжатом состоянии. Если размер области, в которой помещается такое сжатое субъядро, есть b , то при $b < \hbar/q$ (q — передаваемый импульс) этот импульс может быть передан сразу целой группе нуклонов «субъядра» (рис. 6). Вероятность возникновения такого сжатого «субъядра» равна вероятности возникновения субъядра с атомным весом $A' < A$, умноженной на отношение объемов сжатого b^3 и несжатого a^3 субъядер:

$$P = P_A \left(\frac{b}{a} \right)^3, \quad (9.5)$$

где $b \ll \hbar/q$. Такой подход привел к удовлетворительному количественному описанию рассматриваемого явления. Ясно, что это же описание распространяется и на тот частный случай, когда субъядро совпадает с самим ядром (передача импульса от нуклона к ядру). В последнее время интерес к этим явлениям возрос в связи с развитием релятивистской ядерной физики, и рассматриваемые эффекты получили новое название — «кумулятивные» эффекты. Представление о возможности взаимодействия энергичных частиц со сложными частицами в момент их флуктуационного сжатия может быть весьма полезным и в кварковой модели адронов.

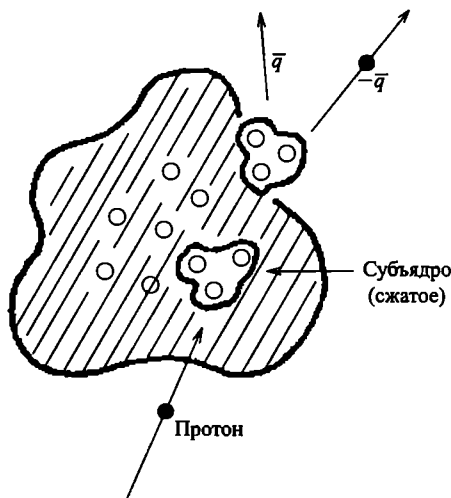


Рис. 6

9.3. О множественном рождении частиц. В работе [43] было показано, что на первых стадиях расширения столкнувшихся нуклонов в силу значительных квантовых флуктуаций не может быть применено гидродинамическое описание. Это важное критическое исследование было оставлено адептами гидродинамики без достаточного внимания, в результате чего в течение двух десятиков лет выпускались недостаточно обоснованные публикации.

Кажется, только теперь начинают осознавать силу этой критики.

10. Работы по теории поля

Послевоенный период ознаменовался в теоретической физике двумя событиями фундаментального значения:

1. Открытием метода перенормировки.
2. Развитием метода матрицы рассеяния S .

Оба этих события в значительной мере определили направления моих работ по квантовой и классической теории поля.

Я, конечно, был весьма огорчен, что моя работа по теории лэмбовского сдвига не получила широкой известности.

Однако метод перенормировки был новым шагом вперед, который в моей теории лэмбовского сдвига еще не был сделан (я его заменил приемом «cut off»).

Появление нового метода я встретил с большой настороженностью. Мое мнение было таково: это не решение проблемы расходимостей в теории полей — это лишь обходной путь. Мое мнение не изменилось и сейчас несмотря на то, что мощность метода перенормировки оказалась гораздо большей, нежели я ожидал.

Более позднее развитие этого метода привело к немалым успехам, тем не менее меня все время преследовала мысль о том, что в разумной теории не должно быть математически бессмысленных выражений и, в частности, перенормировка должна быть конечной¹.

Это убеждение заставило меня скептически относиться ко многим новым теориям, которые на время становились предметом увлечения теоретиков.

Что касается метода матрицы рассеяния, то он привлек мой интерес главным образом благодаря возможности отказаться от слишком детального описания пространственно-временного течения событий, иначе говоря, от обычного принципа причинности. Новые рамки метода S -матрицы представляли более широкие возможности для рассмотрения взаимодействий, выходящих за рамки классического метода Гамильтона. Именно поэтому я с большой надеждой встретил работу В. Гейзенберга², посвященную S -матрице рассеяния.

Чтобы убедиться в мощности S -матричного подхода, я показал, что полюса S -матрицы для рассеяния в кулоновском поле дают правильное выражение для терма Бальмера [44].

10.1. Нелокальное обобщение закона взаимодействия частиц. Мои первые работы, посвященные теории поля, в значительной мере были инспирированы упомянутой работой Гейзенберга и вдохновили меня на борьбу с бесконечностями.

В работе [25], называвшейся «Релятивистски-инвариантное обобщение законов взаимодействия элементарных частиц», была сделана попытка отказаться от «близодействия».

Вместо оператора Гамильтона $\hat{H}$ я рассматриваю в качестве более фундаментальной величины оператор фазы $\hat{\eta}$. Матрица рассеяния связана с этим оператором формулой

$$\hat{S} = \exp(i\hat{\eta}), \quad \hat{\eta} = \hat{\eta}^+, \quad (10.1)$$

и вместо предложенного Гейзенбергом локального оператора фазы:

$$\hat{\eta} = \varepsilon \int \hat{\varphi}^+(P) \hat{\varphi}^+(P) \hat{\varphi}(P) \hat{\varphi}(P) d\Omega_P \quad (10.2)$$

¹ Неудовлетворенность методом перенормировки явно выражена в новой книге П. А. Дирака, в этом же духе не раз высказывался Р. Фейнман.

² Это работа 1942 г. Однако познакомиться с ней удалось лишь после окончания войны.

(P — мировая точка, $\widehat{\varphi}(P)$ — оператор поля), я ввел нелокальный оператор фазы $\widehat{\eta}$:

$$\widehat{\eta} = \varepsilon \int \widehat{\varphi}^+(P) \widehat{\varphi}^+(P') K(s^2) \widehat{\varphi}(P') \widehat{\varphi}(P) d\Omega_{P'} d\Omega_P, \quad (10.3)$$

где $s^2 = (P - P')^2$, а K есть функция взаимодействия (в локальной теории $K = \delta^4(P - P')$). В работах [26] опять возвращаюсь к обобщению понятия поля, предполагая, что источник $Q(P')$ и поле $A(P)$ в точке наблюдения P связаны линейным соотношением

$$A(P) = \int K(P - P') Q(P') d\Omega_{P'}, \quad (10.4)$$

причем функция влияния $K(P - P')$ не является функцией Грина какого-либо дифференциального уравнения; предполагается, что она не исчезает и вне светового конуса: передача взаимодействия со скоростью $v > c$!

Это допущение вызвало дискуссию среди физиков. В связи с этой дискуссией я опубликовал новую заметку в ЖЭТФ (1952. Т. 22. С. 254), в которой разъяснял, что предположение о возможности $v > c$ не является абсурдным. В этой заметке было показано, что отклонение от обычной причинности будет мало, если $K(s^2) \rightarrow 0$ при $s^2/a^2 \rightarrow 0$, где a — некоторая «элементарная» длина. На рис. 7 заштрихована область t, x , где нарушается обычная причинность. Скорость распространения такого акаузального сигнала $v > c$ ограничена условием

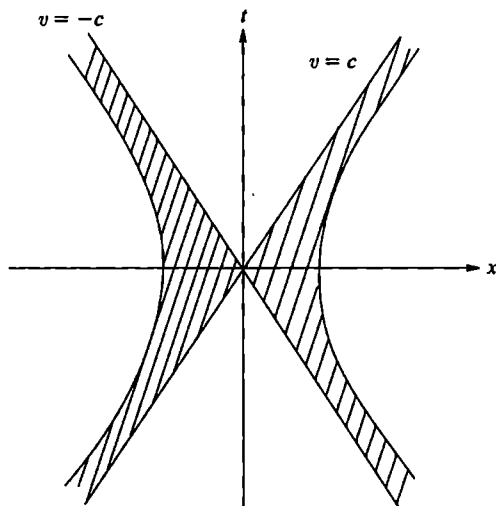


Рис. 7

$$\frac{v^2}{c^2} - 1 < \frac{a^2}{c^2 t^2} \quad (10.5)$$

и, следовательно, равна $\pm c$, если $c^2 t^2 \gg a^2$, причем это условие имеет силу в любой системе отсчета¹.

В развитие этих идей была разработана классическая (неквантовая) теория протяженных частиц [33]. В этой теории выражение для плотности тока в мировой точке P постулировалось в форме

$$J_\mu(P) = \sum_s e_s \int d\sigma_s D(P - P_s) U_{s\mu}, \quad (10.6)$$

¹ Однако последовательность событий может меняться при переходе от одной системы отсчета к другой.

где s — номер частицы, e_s — ее заряд, $U_{s\mu}$ — компоненты ее четырехмерной скорости, σ_s — ее собственное время, P_s — ее координаты как функции σ_s , P — точка наблюдения.

$D(P - P_s)$ есть нелокальное «размазывание» тока. В этой работе было получено интегродифференциальное уравнение движения для частиц следующего вида:

$$m_s^0 \frac{dU_{s\mu}}{dt} - I_{s\mu} - \frac{2}{3} e_s^2 \left[\frac{d^2 U_{s\mu}}{d\sigma_s^2} + U_{s\mu} U_{s\nu} \frac{d^2 U_{s\nu}}{d\sigma_s^2} \right] = \sum_{r \neq s} K_{rs\mu}. \quad (10.7)$$

Здесь первый член имеет обычный для механики вид (m_s^0 — «голая» масса s -й частицы), второй член $I_{s\mu}$ учитывает воздействие электронов самих на себя. (Масса частицы m становится тензором.) Третий член дает точное выражение для радиационного трения, не зависящее от вида размазки тока D . Наконец, справа — силы, действующие на s -ю частицу со стороны других частиц, $r \neq s$. Было показано, что в этой теории закон сохранения энергии-импульса имеет лишь асимптотический характер:

$$\int_{t \rightarrow -\infty} T_{\mu 4}(x) d^3 x = \int_{t \rightarrow +\infty} T_{\mu 4}(x) d^3 x, \quad (10.8)$$

$T_{\mu 4}$ — тензор энергии-импульса. Далее оказалось, что электромагнитная масса заряда δm_s в точности равна энергии поля E_0/c^2 :

$$\delta m_s = \frac{E_0}{c^2}. \quad (10.9)$$

Эта нелокальная теория имеет весьма привлекательные черты — она не содержит расходимостей и приводит к релятивистски правильному соотношению (10.9). Уравнения (10.7) содержат величины $I_{s\mu}$ и $K_{s\mu}$, интегралы по времени от $t = -\infty$ до $t = +\infty$. Поэтому не исключено, что система уравнений (10.7) может иметь «уродливые» решения (например, нарастающие со временем), которые должны быть исключены дополнительными требованиями или даже ограничениями на коэффициенты уравнения (задача приобретает характер уравнений Фредгольма). Этой же проблеме были посвящены мои работы [34, 71].

Таким образом, нелокальные уравнения динамики электромагнитного поля и заряженных частиц дают описание их движения, свободное от обычных затруднений классической электронной теории. Решения этой классической проблемы создало предпосылки для построения нелокальной квантовой теории поля, развитой много позднее Г. В. Ефимовым в ОИЯИ.

10.2. «Элементарная матрица рассеяния». Представление взаимодействия. Мне было ясно, что нелокальная теория поля несовместима с методом Гамильтона, основанным на строгой причинности. Поэтому ряд моих исследований в послевоенные годы был направлен на поиск математического аппарата, который бы заменил уравнение Шредингера. Эта тема разрабаты-

валась в двух работах: «О негамильтоновом методе в теории элементарных частиц» [29] и другой послевоенной работе [30], в которой было введено понятие «элементарной матрицы рассеяния $r(k', k'')$ ». Здесь k' означает совокупность импульсов начального состояния, k'' — то же для конечного состояния.

Структура $r(k', k'')$ определялась формулой

$$r(k', k'') = 2\pi i \delta^+(W(k'') - E) \delta^3(\Sigma k'' - \Sigma k') \frac{\text{Inv}(k', k'')}{\sqrt{2W'_1 \dots 2W'_s}}, \quad (10.10)$$

где $\text{Inv}(k', k'')$ — инвариант от k', k'' . Было показано, что элементы матрицы рассеяния $\hat{S}$ могут быть представлены через матрицу r в виде

$$S_{k'k''} = \left(\frac{r^n}{1 - r^2} \right)_{k'k''}, \quad (10.11)$$

где n — целое число, определяющее первый неисчезающий порядок S по степеням r . Из (10.11) имеем

$$\psi_s = r_{si}^n \psi_i + r_{ss}^2 \psi_s. \quad (10.12)$$

Здесь первый член связывает падающую волну ψ_i с рассеянной ψ_s , а второй член определяет реакцию излучения. Уравнение (10.12) содержало как частный случай уравнение Гайтлера (учет затухания). Далее была предпринята попытка сделать оператор сходящимся путем введения формфактора и тем самым учесть нелокальное взаимодействие. По существу, была введена диаграммная техника, которая уже не имела прямой связи с методом Гамильтона.

Дефект этой техники по сравнению с появившейся позднее техникой Фейнмана заключался в появлении функции $\delta^+(W - E)$, которая сама по себе релятивистски-неинвариантна, поэтому релятивистский характер теории не был доведен до явного вида.

Шаг, уже очень приблизивший нас к технике Фейнмана, был сделан в дипломной работе моего дипломника Мейера¹, в которой мы перешли от представления Шредингера к представлению, которое теперь называют представлением взаимодействия, а именно уравнение Шредингера было записано в инвариантной форме:

$$i\hbar \delta\Psi = \widehat{W} d^3x dt \Psi, \quad (10.13)$$

где $\widehat{W}$ — инвариантная энергия взаимодействия. Однако дальнейшего развития эта работа у нас не получила. Между тем она содержала все предпосылки для замены $\delta^+(W - E)$ на $\delta(W - E)$, т. е. предпосылки для ковариантной теории возмущения.

В ряде последующих подразделов описываются поиски, успехи и трудности, с которыми пришлось встретиться на путях «борьбы с расходимостями».

¹ Физфак МГУ.

10.3. Существенно-нелинейные уравнения поля. Реферируемые теперь исследования относились к изучению уравнений типа М. Борна. Эти уравнения имеют криволинейные характеристики, так что скорость распространения сигнала зависит от самого поля и его производных. Такого типа уравнения я назвал существенно-нелинейными¹. Они заинтересовали меня опять-таки по той причине, что имелаась надежда избавиться от расхождений.

Действительно, эти уравнения в некантованном виде приводили к конечной собственной энергии точечного заряда и имели много других интересных особенностей. Такая работа была сделана в 1952 г. [39], а вторая — совместно с В. Орловым в 1953 г. [40]. В первой из них изучалось уравнение для скалярного поля φ , вытекающее из нелинейного лагранжиана:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(K, J), \quad (10.14)$$

$$K = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2, \quad J = \frac{1}{2} \varphi^2. \quad (10.14')$$

Было показано, что скорость распространения сигнала такого поля (слабого разрыва) равна

$$u^{\pm} = \frac{1}{g_{00}} \left[g_{01} \pm \sqrt{-D} \right], \quad (10.15)$$

где g_{00} , g_{01} , g_{11} суть коэффициенты уравнения поля:

$$g_{00} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + 2g_{01} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial t} + g_{11} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0, \quad (10.16)$$

а $D = g_{00}g_{11} - g_{01}^2$. Эти коэффициенты равны

$$g_{00} = 1 + \alpha p^2, \quad g_{01} = \alpha pq, \quad g_{11} = 1 - \alpha q^2, \quad (10.17)$$

где

$$\alpha = \frac{\partial^2 \mathcal{L}}{\partial K^2} / \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial K}, \quad p = \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad q = \frac{\partial \varphi}{\partial x}. \quad (10.18)$$

Из (10.15) видно, что при $D > 0$ возникают мнимые характеристики и уравнения становятся уравнениями эллиптического типа так, что время t и координата x оказываются совершенно равноправными. При этом исчезает причинная связь явлений. Мы получаем «комки» связанных событий, но не их последовательность.

В работе [77] указано, что при непрерывном изменении производных сначала возникает явление коллапса (рис. 8). Вместо двух скоростей распространения, $u_1 > 0$, $u_2 < 0$, обе скорости имеют *один* знак.

Только после этой стадии возникают мнимые скорости. В той же работе было отмечено, что такое состояние «комка» событий, возможно, есть

¹ Впоследствии некоторые из моих сотрудников употребляли этот термин в несколько ином смысле. (В математике такие уравнения называются квазилинейными.)

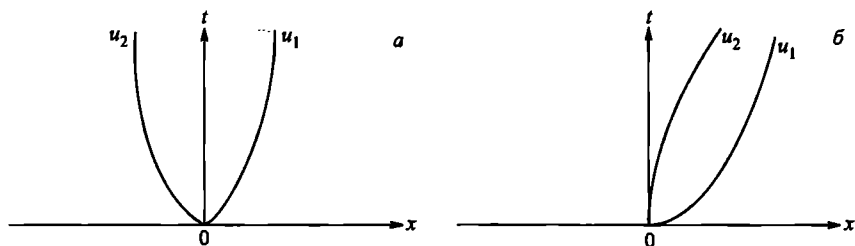


Рис. 8

последний результат коллапса. Так или иначе, рассмотренное поведение существенно-нелинейного поля во многих своих чертах напоминает поведение более сложного гравитационного (тензорного) поля. В следующей работе было рассмотрено распространение фронта электромагнитной волны в сильном центрально-симметричном поле. При этом оказалось, что при некоторых условиях лучи наматываются вокруг центра поля (рис. 9). Далее, было показано, что возможен и переход к эллиптическому типу уравнения. Эти же вопросы были обсуждены в статье [53], посвященной исследованию совместимости существенно-нелинейных полей с теорией относительности. В этой связи уравнения были разбиты на два класса: А и В. В классе А скорость распространения сигнала $u < c$. Это обычный тип, совместимый, очевидно, с теорией относительности. В классе В возникает парадоксальная ситуация: уравнения остаются лоренц-инвариантными, но допускают $u > c$. Тем самым было показано, что для совместимости с теорией относительности недостаточна лоренц-инвариантность, необходимо отдельно требовать соблюдения принципа причинности — скорость всякого сигнала u должна быть $\leq c$.

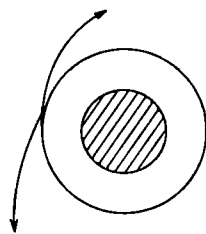


Рис. 9

Если мы допускаем $u > c$, то тем самым ставится под сомнение физический смысл координат точечного события x, y, z, t . Отсюда важное заключение — нелокальная теория поля должна исключать понятие точных координат точечного события. Таким образом я подошел к проблемам геометрии в «малом» — микромире. Подробнее эта сторона дела обсуждается далее в отдельном разделе «Стохастическая геометрия». Была совершенно ясна важность «проквантовать» существенно-нелинейные поля. В этом направлении я выполнил несколько неопубликованных расчетов, носящих качественный характер, с целью выяснить возможность получения сходящихся результатов.

Была обнаружена возможность получения конечной нулевой энергии подобных полей. Эта возможность вытекала из того факта, что существенно-нелинейные поля не допускают каких угодно больших градиентов $|\partial\varphi/\partial x|$, $|\partial\varphi/\partial t|$, по крайней мере, в некоторых вариантах существенно-нелинейного лагранжиана $\mathcal{L}(K, J)$. Эти ограничения вытекают из упомянутой выше возможности возникновения мнимых характеристик (см. [53, 77]). Общий метод

квантования существенно-нелинейного поля найти не удалось до сих пор¹. Однако были указаны две возможности для приближенного квантования. Одна из них описана в работе [69], она основана на приведении к диагональному виду не гамильтониана, как это делается обычно, а лагранжиана $\mathcal{L}(K)$.

Было показано, что возникает новое условие квантования:

$$\left[\frac{\partial \hat{\varphi}(x)}{\partial t}, \hat{\varphi}(x') \right] = i\hbar^* \delta(x - x'), \quad (10.19)$$

где $\hbar^*$ — «эффективная» постоянная Планка, равная

$$\hbar^* = \frac{\hbar}{M}, \quad M = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial K}. \quad (10.20)$$

Другой метод основывался на применении результатов работы [53], в которой рассматривалось распространение слабого переменного поля $\hat{\psi}$ в сильном статическом поле Φ .

Именно, предполагалось [69], что поле $\hat{\Phi}$ может быть разложено на сильное классическое поле Φ и слабое квантовое поле $\hat{\psi}$:

$$\hat{\Phi} = \Phi + \hat{\psi}. \quad (10.21)$$

Было показано, что в этом случае можно построить для поля $\hat{\psi}$ интеграл Фейнмана по путям в метрике, определяемой «сильным», классическим полем.

Именно фаза этого интеграла приобретала следующий вид (ее квантовая часть):

$$\theta = \frac{1}{2} \int g_{ik} \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial x_i} \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial x_k} dt d^3x, \quad (10.22)$$

где метрические коэффициенты g_{ik} суть функции от поля Φ и его производных $\partial\Phi/\partial x_i, \partial\Phi/\partial x_k, \dots$

С физической точки зрения, конечно, было бы важно понимать, при каких условиях вообще можно ожидать возникновения полей, описывающихся существенно-нелинейным лагранжианом.

На этот вопрос ответ был дан в работе [77]. В этой работе рассматривалась поляризация вакуума, вызванная волной бозонного поля, масса которого $m \ll M$, где M — масса взаимодействующего с ним фермионного поля ψ . Именно вакуум этого поля и поляризуется волной поля φ . Поляризация вакуума определяется полем b :

$$b = \frac{Mc^2}{g\hbar/Mc} = \frac{M^2c^3}{g\hbar}, \quad (10.23)$$

где g — константа взаимодействия полей φ и ψ .

¹ Н. А. Черников, Б. М. Барбашов нашли строгое решение классической задачи Коши для лагранжиана $\mathcal{L} = -\sqrt{1-K}$.

Это поле имеет простой смысл: его работа на длине $\hbar/Mc$ равна Mc^2 . Выберем за меру поля φ величину $\sqrt{\hbar c}/l$, где длина l — мера градиентов поля φ :

$$\varphi = \frac{\sqrt{\hbar c}}{l} \tilde{\varphi}, \quad \tilde{\varphi} \cong 1. \quad (10.24)$$

Поляризация будет большой, если $\gamma = (\sqrt{\hbar c}/l^2)(1/b)$ будет близкой к 1. Однако это отношение не может превосходить 1 (возникновение мнимых характеристик!). Поэтому

$$l \geq \left(\frac{g^2}{\hbar c} \right)^{1/4} \frac{\hbar}{Mc}. \quad (10.25)$$

С другой стороны, для того чтобы поле φ эффективно описывалось лагранжианом $\mathcal{L}(K)$, содержащим только первые производные, необходимо, чтобы

$$\frac{\hbar}{Mc} \frac{1}{l} |\tilde{\varphi}| \ll \tilde{\varphi}, \quad (10.26)$$

т.е. необходимо, чтобы $l \gg \hbar/Mc$. Из (10.25) и (10.26) следует, что оба условия совместимы, если

$$\frac{g^2}{\hbar c} \gg 1. \quad (10.27)$$

10.4. Потенциальные барьеры в функциональном пространстве. Круг вопросов, который освещается в этом разделе, имеет прямое отношение к понятию частицы в квантовой теории поля. В работе «Элементарные частицы и поле» [37] дана точная формулировка понятия частицы: «Возбуждение какой-либо гармоник поля с корпускулярной точки зрения эквивалентно существованию частицы в определенном состоянии».

Второй пункт, который заслуживает быть отмеченным, — это утверждение о том, что одно и то же поле может представлять различные частицы, в зависимости от того, с чем оно взаимодействует. Приведенный в этой работе пример в какой-то мере представляет ситуацию, возникшую позднее в физике K -мезонов.

Были рассмотрены два поля ψ_1 и ψ_2 , линейно между собой связанные. Вместо этих полей можно ввести нормальные поля:

$$\Phi_1 = \alpha\psi_1 + \beta\psi_2, \quad \Phi_2 = \gamma\psi_1 + \delta\psi_2. \quad (10.28)$$

Каков физический смысл полей ψ_1 , ψ_2 и Φ_1 и Φ_2 ? Ответ гласил: все зависит от измерительного прибора. Если прибор реагирует («резонирует») на ψ_1 и ψ_2 , то эти поля «истинны». Если на Φ_1 и Φ_2 , то «истинны» эти поля. Иначе говоря, в одном случае поглощаются и излучаются ψ_1 -, ψ_2 -частицы, во втором — Φ_1 -, Φ_2 -частицы.

Если массы исходных полей ψ_1 и ψ_2 суть m_1 и m_2 , то, например, для спинорных полей формула для масс нормальных колебаний гласит:

$$M_{1,2} = \frac{1}{2}(m_1 + m_2) \pm \sqrt{(m_1 - m_2)^2 + g^2}. \quad (10.29)$$

Это расщепление масс, обусловленное линейным взаимодействием, могло бы быть причиной расщепления масс μ и e .

Из формулы (10.29) (подобная же формула имеет место для скалярных полей с заменой в (10.29) m_1, m_2 на m_1^2, m_2^2) следует, что поле может существовать, но ему может не соответствовать никаких частиц, а именно: при большой константе связи g одна из масс полей, m_1 или m_2 , становится мнимой, так что уравнения де Бройля $\varepsilon = \hbar\omega$, $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ становятся несостоятельными.

Эта мысль была развита в следующей работе: «Всегда ли существует дуализм волн и частиц?» [38]. Для изучения этого вопроса был предложен метод качественного анализа уравнений квантового поля. Суть его такова: рассмотрим гамильтониан $\hat{H}$ двух взаимодействующих полей φ и ψ :

$$\hat{H} = \int \left\{ \frac{1}{2} \hat{\Pi}_\varphi^2 + \frac{1}{2} \nabla \varphi^2 + \frac{1}{2} m_\varphi^2 \varphi^2 + \frac{1}{2} \hat{\Pi}_\psi^2 + \frac{1}{2} \nabla \psi^2 + \frac{1}{2} m_\psi^2 \psi^2 + g \varphi \psi^2 \right\} d^3 x. \quad (10.30)$$

Здесь $\hat{\Pi}_\varphi$ и $\hat{\Pi}_\psi$ — операторы канонических импульсов полей φ и ψ , g — константа взаимодействия. Рассмотрим область малых градиентов $|\nabla \varphi|, |\nabla \psi| \approx 0$. В этой области пространства функций φ и ψ $\hat{H}$ принимает вид

$$\hat{H} = \int \left\{ \frac{1}{2} \hat{\Pi}_\varphi^2 + \frac{1}{2} m_\varphi^2 \varphi^2 + \frac{1}{2} \hat{\Pi}_\psi^2 + \frac{1}{2} m_\psi^2 \psi^2 + g \varphi \psi^2 \right\} d^3 x, \quad (10.30')$$

т.е. форму гамильтониана для бесконечно большого числа частиц, но не распространяющихся в пространстве. Его можно анализировать так же, как мы анализируем гамильтонианы в квантовой механике. Из (10.30') видно, что если $\varphi \rightarrow -\infty$, то $\hat{H} \rightarrow -\infty$, т.е. возникает неустойчивость системы. Это эквивалентно появлению мнимой массы M_ψ у частиц поля ψ :

$$M_\psi^2 = m_\psi^2 + 2g\varphi\psi^2 < 0 \text{ при } \varphi \rightarrow -\infty. \quad (10.31)$$

Подобным же образом доказывается неустойчивость гамильтониана:

$$\hat{H} = \int \left\{ \frac{1}{2} \hat{\Pi}^2 + \frac{1}{2} \nabla \varphi^2 + \frac{1}{2} m^2 \varphi^2 + \lambda \varphi^3 \right\} d^3 x. \quad (10.32)$$

В этом случае (рис. 10)

$$M^2 = m^2 + 2\lambda\varphi < 0 \text{ при } \varphi \rightarrow -\infty. \quad (10.33)$$

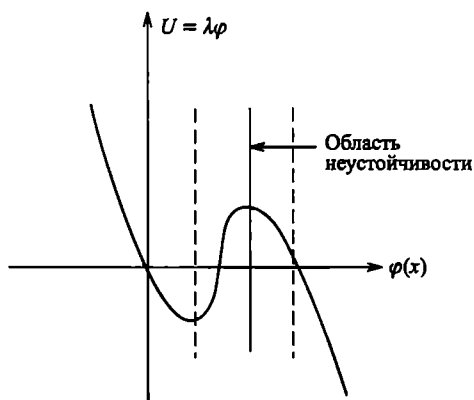


Рис. 10

Следует заметить, что область устойчивости отделена от области неустойчивости потенциальным барьером в пространстве функций $\varphi(x)$.

Эта работа была доложена на Рочестерской конференции [61] и послужила толчком к ряду исследований, посвященных нелинейным уравнениям с самодействием, т. е. гамильтонианов вида

$$\hat{H} = \int \left\{ \frac{1}{2} \hat{\Pi}^2 + \frac{1}{2} \nabla \varphi^2 + \frac{1}{2} m^2 \varphi^2 + U(\varphi) \right\} d^3x, \quad (10.34)$$

где $U(\varphi)$ — некоторая функция поля $\varphi(x)$. Для изучения применялся метод дискретной решетки так, что поле $\hat{\varphi}(x)$ и канонический импульс $\hat{\Pi}(x)$ заменялись на усредненные по объему s -й ячейки по следующему правилу:

$$\Phi_s = \frac{1}{a^{3/2}} \int \varphi(x) d^3x, \quad \hat{\Pi}_s = \frac{1}{a^{3/2}} \int \hat{\Pi}(x) d^3x. \quad (10.35)$$

При этом

$$[\hat{\Pi}_s, \Phi_{s'}] = i\hbar \delta_{ss'}. \quad (10.36)$$

Было показано важное обстоятельство, что метод решетки применим лишь в нерелятивистском случае, когда постоянная решетки a ограничена снизу:

$$a > \frac{\hbar}{mc}. \quad (10.37)$$

С помощью этого метода было изучено поведение полей для различного вида функций $U(\varphi)$.

Особенно интересный случай возникает, когда функция $U(\varphi)$ имеет два максимума и симметрична относительно замены φ на $-\varphi$ (рис. 11).

В этом случае возникают биения между двумя возможными колебаниями в двух ямках $u = \varphi - \varphi_0$ и $v = \varphi + \varphi_0$, стационарные состояния представляются полями

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(u \pm v),$$

которые воспроизводят известную ситуацию для K -мезонов. Позднее мною было показано, что два вакуума Ω_u и Ω_v соответствуют колебаниям около точек $\pm\varphi_0$ и ортогональны между собой. Однако возбужденные состояния

могут просачиваться через барьер из одной ямки в другую. Время просачивания для барьера типа $U(\varphi) = -m^2\varphi + \lambda^2\varphi^4$ оказывается равным

$$\tau \cong \frac{\hbar}{mc^2} \exp\left(\frac{\lambda^2}{\hbar c}\right). \quad (10.38)$$

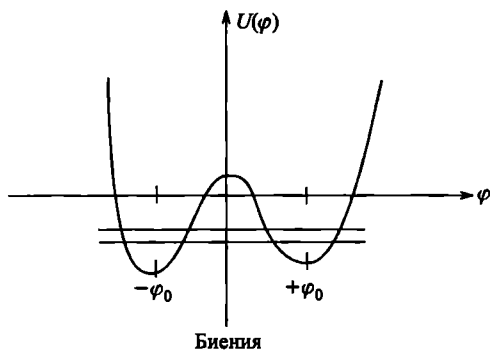


Рис. 11

10.5. Качественный анализ уравнений для квантового поля. Приведенный в предыдущем разделе качественный анализ гамильтонианов $\hat{H}$ квантованного поля в функциональном пространстве не позволяет делать какие-либо выводы о поведении гамильтониана в области больших градиентов.

В реферируемой ниже работе развит метод, который позволяет изучить и эту сторону дела. Суть метода крайне проста. В основу его кладется изучение плотности гамильтониана $\hat{H}(x)$, которая есть функция полей $\varphi, \psi, \dots$ и их производных $\partial\varphi/\partial x_i, \partial\psi/\partial x_k, \dots$. Кроме того, она зависит от масс частиц $M_\varphi, M_\psi, \dots$ и констант взаимодействия $g_1, g_2, \dots$:

$$\hat{H}(x) = H(\varphi, \psi, \dots, \frac{\partial\varphi}{\partial x_i}, \frac{\partial\psi}{\partial x_k}, \dots, M_\varphi, M_\psi, \dots, g_1, g_2, \dots). \quad (10.39)$$

Введем вместо $\hat{H}$ безразмерную плотность энергии $\tilde{H}$, для чего воспользуемся линейной мерой градиентов полей l (l можно рассматривать, например, как длину волны λ в интересующей нас области). Положим для скалярных полей $\varphi = (\sqrt{\hbar c}/l)\tilde{\varphi}$ и для спинорных $\psi = (\sqrt{\hbar c}/l^{3/2})\tilde{\psi}$, где $\tilde{\varphi}$ и $\tilde{\psi}$ — уже безразмерные поля, порядка 1. Тогда получим

$$\hat{H}(x) = \frac{\hbar c}{l^4} \tilde{H}(\tilde{\varphi}', \tilde{\psi}', \dots, \tilde{\varphi}, \tilde{\psi}, \dots, \tilde{M}_\varphi, \tilde{M}_\psi, \dots, \tilde{g}_1, \tilde{g}_2, \dots), \quad (10.40)$$

где $\tilde{\varphi}', \tilde{\psi}', \dots$ суть безразмерные производные, $\tilde{M}_\varphi = lM_\varphi, \tilde{M}_\psi = lM_\psi, \dots$ суть безразмерные массы, а $\tilde{g}_1 = g_1 l^{k_1}, \tilde{g}_2 = g_2 l^{k_2}, \dots$ — безразмерные константы взаимодействия. Заметим, что мера плотности энергии $\hbar c/l^4$ совпадает с мерой плотности нулевой энергии для квантов с длиной волны $l = \lambda$. Как было показано в [77], поведение безразмерных констант $\tilde{g}_1, \tilde{g}_2, \dots$ при $l \rightarrow 0$ определяет перенормируемость изучаемого варианта квантовой теории поля. Гамильтониан $\tilde{H}$ будет «хорошего» поведения только в том случае, если безразмерный гамильтониан $\tilde{H}$ остается конечным при $l \rightarrow 0$.

Например, скалярное поле с самодействием. Плотность гамильтониана $\hat{H}(x)$ в этом случае имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t} \right)^2 + \frac{1}{2} (\nabla\varphi)^2 + \frac{1}{2} m^2 \varphi^2 + g\varphi^n, \quad (10.41)$$

где n — целое число. Отсюда получаем

$$\tilde{H} = \frac{1}{2} \left[\tilde{\varphi}'^2 + \nabla' \tilde{\varphi}^2 + M^2 l^2 \right] + \tilde{g} \left(\frac{l}{\Lambda_0} \right)^{4-n} \tilde{\varphi}^n, \quad (10.42)$$

где все величины¹ безразмерны. Из (10.42) видно, что при $l \rightarrow 0$ плотность $\tilde{H}$ конечна лишь при $n \leq 4$. Это и есть условие перенормируемости поля φ .

¹ Штрихи означают безразмерные производные вида $\partial\psi/\partial x = (1/l)\tilde{\psi}'$.

Применительно к слабому взаимодействию двух спинорных полей ψ_1 и ψ_2 этот же метод приводит к безразмерной плотности энергии:

$$\tilde{H}(x) = \left[\tilde{\psi}_1 \tilde{\psi}'_1 + M_1 l \tilde{\bar{\psi}}_1 \tilde{\psi}_1 \right] + \left[\tilde{\psi}_2 \tilde{\psi}'_2 + M_2 l \tilde{\bar{\psi}}_2 \tilde{\psi}_2 \right] + \frac{\Lambda_F^2}{l^2} \tilde{\bar{\psi}}_1 O^\lambda \tilde{\psi}_1 \tilde{\bar{\psi}}_2 O_\lambda \tilde{\psi}_2, \quad (10.43)$$

где первые два члена представляют собой безразмерные плотности кинетической энергии полей (с массами $\tilde{m}_1$ и $\tilde{m}_2$), а второй член есть взаимодействие полей по Ферми; $\Lambda_F = \sqrt{G_F \hbar c} = 0,67 \cdot 10^{-16}$ см; G_F — константа Ферми; $O^\lambda = \gamma^\lambda (1 + \gamma_5)$. Из (10.43) видно, что при $l \rightarrow 0$ $\tilde{H}(x)$ стремится к ∞ так, что спинорные поля с гамильтонианом (10.43) неперенормируемы.

В следующем разделе описывается применение изложенного здесь метода изучения поведения взаимодействия в области больших градиентов к теории слабого взаимодействия.

10.6. Когда слабое взаимодействие становится сильным? Изложенный выше метод, однако в менее строгой форме, был применен еще раньше в работе под названием «Когда слабое взаимодействие становится сильным?» [55] к анализу слабого взаимодействия.

В случае слабого взаимодействия безразмерная энергия взаимодействия имеет безразмерную константу

$$\tilde{G}_F = \frac{\Lambda_F^2}{l^2}, \quad (10.44)$$

которая при $l \rightarrow 0$ стремится к ∞ . Это означает, с одной стороны, неперенормируемость теории, а с другой стороны, указывает на рост слабого взаимодействия при высоких энергиях, который теперь подтверждается в нейтринных экспериментах высокой энергии. Несколько позднее в работе, посвященной границам применимости квантовой электродинамики [56], изучался вклад слабого взаимодействия в электромагнитные процессы.

Основная идея работы была такова: если при некоторой передаче энергии и импульса эффекты слабого (фермиевского) взаимодействия становятся сравнимыми с вкладом чисто электромагнитного взаимодействия, то перенормируемость электродинамики сплетется с неперенормируемостью слабого взаимодействия и, следовательно, обе теории не могут уже рассматриваться отдельно одна от другой.

В работе были произведены оценки вклада слабого взаимодействия в сечение для различных электромагнитных процессов при высоких энергиях. В частности, сравнивалось сечение $\sigma_{\gamma\mu}$ для процесса

$$\gamma + e \rightarrow \mu + \nu + \tilde{\nu} \quad (10.45)$$

с сечением комптон-эффекта

$$\gamma + e \rightarrow \gamma' + e'. \quad (10.46)$$

Для отношений этих сечений было получено

$$\frac{\sigma_{\gamma\mu}}{\sigma_{\gamma\gamma'}} \cong \frac{1}{\alpha} \Lambda_F^4 k^4, \quad (10.47)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$, k — импульс фотона γ . Тем самым показано, что при

$$k > \alpha^{1/4} \frac{1}{\Lambda_F} \quad (10.48)$$

вклад слабого взаимодействия в процессы типа $\gamma + e$, т. е. процессы, которые на входе являются чисто электромагнитными, будет значительным.

В этой работе были рассмотрены и другие подобные эффекты. Во всех случаях было показано, что, когда безразмерная константа $\tilde{G}_F = \Lambda_F^2/l^2$ становится сравнимой с единицей, вклад слабых взаимодействий в электромагнитные процессы будет значительным.

Энергию, соответствующую значению $\tilde{G}_F = 1$, часто называют теперь энергией «унитарного предела»¹:

$$W_F = \frac{\hbar c}{\Lambda_F} = 300 \text{ ГэВ}. \quad (10.49)$$

В те годы известный американский экспериментатор В. Пановский после моего доклада в Беркли заметил: «Вы, видимо, работаете для далекого будущего». Теперь видно, что это будущее не было и тогда слишком отдаленным, и ближайшее поколение ускорителей подходит к рубежам унитарного предела.

Таким образом, эти мои работы более, чем другие, указывали на важность достижения унитарного предела как того рубежа, за которым могут открыться совершенно новые перспективы в физике элементарных частиц. Поэтому, когда встал вопрос о том, какими должны быть ускорители следующего поколения, мною с группой молодых физиков была выполнена работа, которая закончилась статьей в УФН [73].

Наше предложение строить ускорители, которые перешагнули бы унитарный предел, было единственным, нашедшим общую поддержку.

11. Квантовая теория нелокальных полей

11.1. Нелокальная матрица рассеяния. Работы по нелокальной теории поля в шестидесятых годах пошли по двум различным руслам: Г. В. Ефимов сосредоточился на изучении полей, оперирующих с формфактором $K(s^2)$ типа рассмотренного в этом реферате в разделе² 10. Я и Г. И. Колеров избрали

¹ Суть дела в том, что при $\tilde{G}_F > 1$ явно нарушается унитарность матрицы рассеяния для фермиевского взаимодействия. Поэтому ясно, что значение $\tilde{G}_F > 1$ недопустимо.

² Он показал важность того обстоятельства, чтобы фурье-образ $\tilde{K}(q^2)$ от $K(s^2)$ был целой функцией.

другое направление. Оно было связано с тем, что формфакторы типа $K(s^2)$ нарушали причинную последовательность в системах отсчета Σ и $\bar{\Sigma}$, движущихся относительно друг друга со скоростью u , крайне близкой к скорости света.

В этом скрывалось то фундаментальное обстоятельство, что в теории относительности метрика неопределенна и не существует инвариантного понятия пространственной близости двух точек в четырехмерном мире. Между тем физически кажется ясным, что любые отклонения от принципов СТО должны быть локализованы в малой области пространства-времени, определенной в обычном евклидовом смысле.

11.2. Макроскопическая причинность. Прежде всего я исследовал вопрос о тех условиях причинности, которые, в отличие от микропричинности (например, в той форме, которая придана ей в работе Н. Н. Боголюбова), можно было бы назвать условиями макроскопической причинности. Такие условия должны формулироваться непосредственно на языке S -матрицы, взятой на поверхности масс и на языке волновых пакетов, — иными словами, на тех объектах, которые являются объектами реального физического эксперимента.

В результате этих исследований было показано, что формулировка условий макроскопической причинности требует оперирования одновременно и с пространством координат частиц $R(x)$, и с пространством их импульсов $R(p)$. Иными словами, — оперирования в фазовом пространстве $R(x, p)$. Это привело к выводу, что понятие макроскопической причинности совпадает с макроскопической причинностью классической физики [64–66] и единственным требованием к S -матрице оказывается требование, чтобы в волновой зоне акаузальное взаимодействие убывало быстрее, нежели $1/R$, где R — расстояние от области столкновения до волновых пакетов, представляющих рассеянные или вновь рожденные частицы.

Тем самым было показано, что ограничение условием макроскопической причинности является весьма слабым и, в принципе, допускает весьма широкий класс отклонений от классической микропричинности «в малом».

11.3. «Локализация» нелокальности. В работах [64–66] было показано, что можно определить понятие малой области в евклидовом смысле, если наряду с интервалом $s^2 = (x - y)^2$ между событиями $P(x)$ и $P(y)$ располагать еще каким-либо времениподобным вектором n , который достаточно считать единичным: $n^2 = 1$. В этом случае можно построить инвариант вида

$$R^2 = 2(n, x - y) - (x - y)^2 \quad (11.1)$$

и определить понятие близости с помощью некоторого масштаба — «элементарной» длины a :

$$R^2 = 2(n, x - y)^2 - (x - y)^2 \geq a^2. \quad (11.2)$$

В качестве вектора n рассматривались две принципиальные возможности: а) вектор n строится из физических переменных самой системы, например,

$$n = \frac{P}{\sqrt{P^2}}, \quad (11.3)$$

где P — полный импульс системы, и б) вектор n является «внешним», например, он связан с системой, в которой покоится материя Вселенной.

В первом случае сохраняется релятивистская ковариантность динамики частиц; во втором случае одна система отсчета оказывается выделенной. В работе [62] изучалась матрица рассеяния, которая в комплексной плоскости E (энергии) имеет чисто мнимые полюсы $E = \pm iM$, обусловленные нелокальностью малой области пространства-времени, порядка a^4 . При этом в качестве вектора n брался вектор $(p + p')/\sqrt{(p + p')^2}$, где p — начальный импульс нуклона, p' — его конечный импульс. Было показано, что эта аномалия будет приводить к нарушению дисперсионных соотношений при $E \cong M = 1/a$. Экспериментально этот вопрос изучался в ряде работ по πp -рассеянию, и до сих пор убедительных отклонений от дисперсионных соотношений найдено не было. В препринте [70] была рассмотрена S_{ac} -матрица с нелокальным формфактором; именно локальные причинные пропагаторы были заменены на нелокальные согласно формуле

$$D_{ac}(x - y) = \int D_c(x - y - \xi) \rho(\xi, n) d^4 \xi, \quad (11.4)$$

где

$$\rho(\xi, n) = f\left(\frac{R^2}{a^2}\right) \quad (11.5)$$

и

$$R^2 = 2(\xi n)^2 - \xi^2. \quad (11.6)$$

Причем в качестве вектора n принимался вектор $P_s/\sqrt{P_s^2}$, P_s есть полный импульс каждой s -связной диаграммы Фейнмана. При достаточно быстром убывании $f(R^2/a^2)$ здесь a — «элементарная» длина, все расходящиеся выражения матрицы рассеяния становятся конечными. Было показано также, как обеспечить необходимую унитарность нелокальной матрицы, удовлетворяющей требованиям унитарности и макроскопической причинности.

11.4. Вопрос о «наинерциальнейшей» системе координат. При обсуждении «локализации» нелокальности было указано на необходимость иметь времениподобный вектор n .

Причем было отмечено, что имеются две возможности для выбора такого вектора: а) вектор n связан с системой частиц и б) вектор n является *внешним*.

В этом случае он выделяет одну из инерциальных систем — ту, в которой $n = (1, 0, 0, 0)$.

В статье [63] я обратил внимание на то, что вопрос о выборе инерциальной системы координат не является тривиальным и зависит от того, какие ускорения ω играют существенную роль в изучаемом явлении. Подходящая для рассмотрения таких явлений инерциальная система отсчета должна иметь ускорение g , удовлетворяющее условию $g \ll \omega$.

Оказывается, что по мере роста масштаба явлений число кандидатов на роль реальной, инерциальной системы отсчета существенно уменьшается.

Для космологических проблем явно выделена система отсчета, связанная с реликтовым излучением. Может ли такая система отсчета играть особую роль для понимания мира элементарных частиц?

В моей работе [63] указаны физические следствия для эксперимента, вытекающие из этой «сумасшедшей» идеи¹. Возможно, что более реалистическое понимание физического вакуума даст новые доводы в пользу существования физически выделенной системы отсчета. Развитие такого вакуума, начиная со стадии Великого взрыва, — основа для эволюционного понимания возникновения элементарных частиц².

11.5. Почти локальная матрица рассеяния. К этому же кругу вопросов относится работа [67], в которой рассматривается «почти локальная» матрица рассеяния $\hat{S}_{ac}$. В этой работе показано, что если дана локальная, унитарная и перенормированная матрица рассеяния $\hat{S}_c$, то будут существовать и нелокальные унитарные матрицы рассеяния $\hat{S}_{ac}$, близкие к матрице $\hat{S}_c$ в том смысле, что в любом конечном приближении по степеням константы взаимодействия g матричные элементы матрицы $\hat{S}_{ac}$ стремятся к матричным элементам матрицы $\hat{S}_c$ при стремлении к нулю элементарной длины a .

Для доказательства матрица $\hat{S}_c$ представлялась в виде

$$\hat{S}_c = e^{i\hat{\eta}}, \quad (11.7)$$

где $\hat{\eta}$ — эрмитов оператор фазы. Далее, этот оператор представлялся в виде ряда по степеням константы взаимодействия:

$$\hat{\eta} = \sum_1^{\infty} g^s \hat{\eta}_s. \quad (11.8)$$

Матричные элементы $\hat{\eta}$ выражаются через более привычные элементы матрицы рассеяния $\hat{S}_c$:

$$i\hat{\eta}_1 = \hat{S}_1, \quad i\hat{\eta}_2 = \hat{S}_2 + \frac{1}{2}\hat{S}_1^2 \text{ и т. д.} \quad (11.9)$$

(в работе дана общая формула); здесь $\hat{S}_s$ есть коэффициент в разложении

$$\hat{S}_c = 1 + \sum_{s \geq 1}^n g^s \hat{S}_s. \quad (11.10)$$

¹ Здесь следует отметить, что постановка мною вопроса «наинерциальнейшей» системы отсчета вызвала целую бурю негодования со стороны тех физиков, которые думали, что даже сама постановка вопроса наносит как бы оскорбление теории относительности. Открытие реликтового излучения подтверждает правильность моей идеи по вопросу о физически выделенных системах отсчета.

² Однако время этой эволюции может быть ничтожно малым, много меньше одной секунды.

Заменим теперь какой-либо из локальных операторов $\hat{\eta}_s$ (или часть их, или все, для конечного N) на нелокальный, следуя такому преобразованию:

$$\hat{\eta}_s(x - y, a) = \int \hat{\eta}_s(x - y - \xi) \rho(n, \xi) d^4 \xi, \quad (11.11)$$

где $\hat{\eta}_s(x)$ — локальный оператор, а $\hat{\eta}_s(x - y, a)$ — уже нелокальный элемент того же порядка s ; $\rho(n, \xi)$ есть формфактор:

$$\rho(n, \xi) = f\left(\frac{R^2}{a^2}\right), \quad R^2 = 2(n, \xi)^2 - \xi^2. \quad (11.12)$$

Отсюда следует, что если $\hat{\eta}_s(x - y)$ есть эрмитов оператор, то $\hat{\eta}_s(x - y, a)$ будет также эрмитовым оператором¹. Следовательно, введение формфактора $\rho(n, \xi)$ не нарушает унитарности новой матрицы рассеяния $\hat{S}_{ac}$. Вектор n может быть наиболее удобным образом выбран в импульсном представлении и полагается равным полному входному импульсу каждой связанной диаграммы (или, вообще, связанной части матрицы $\hat{S}_{ac}$). При $a \rightarrow 0$ формфактор $\rho(n, \xi) \rightarrow \delta^4(\xi)$, поэтому обеспечены и макроскопическая причинность, и предельный переход от $\hat{S}_{ac}$ к $\hat{S}_c$.

Разумеется, указанный метод не есть метод построения нелокальной теории, а только способ доказательства существования нелокальной матрицы рассеяния, если существует локальная.

Таким путем был разрешен вопрос о существовании нелокальных матриц рассеяния.

В обсуждаемой работе был рассмотрен пример нелокальной матрицы $\hat{S}_{ac}$ для взаимодействия $W = g : \varphi^3 :$ с локальностью, нарушенной в элементе второго порядка (т. к. $\hat{S}_1 = 0$).

12. Стохастическая геометрия

В моих работах [69, 71] по существенно-нелинейным полям было обращено внимание на то обстоятельство, что введение нелокальности, понимаемой как допущение сигналов, распространяющихся со скоростью, большей скорости света, ставит вопрос о смысле координат x, y, z, t точечного события $P(x)$.

В работах [74] было разъяснено, что несмотря на расходящиеся результаты (ликвидируемые в иных случаях перенормировкой) локальная теория вполне логична, если предположить, что она допускает, в принципе, существование частиц как угодно большой массы. Исходный пункт этой теории содержится в правилах коммутации полей:

$$[\varphi(x), \varphi(y)] = iD(x - y), \quad D = 0 \text{ для } (x - y)^2 < 0, \quad (12.1)$$

которые формулируются в терминах абсолютно точных координат точечного события $P(x), P(y)$. Единственными представителями точечных собы-

¹ Эрмитовость означает, что $\hat{\eta}_s(x - y) = \hat{\eta}_s^*(y - x) = \hat{\eta}_s^+(x - y)$.

тий в микромире являются элементарные частицы (или их части). Однако известно, что микрочастицы не могут быть локализованы точнее, нежели их комптоновская длина волны, $\hbar/Mc$. Таким образом, на первый взгляд, возникает противоречие между конечностью масс элементарных частиц и допущением как угодно точных x, y, z, t .

Это противоречие разрешается тем обстоятельством, что локальная теория не накладывает каких-либо ограничений на массу частиц. Поэтому, в принципе, допускаются как угодно тяжелые частицы, $M \rightarrow \infty$. Такие абстрактные частицы и являются теми пробными телами, которые позволяют вложить физический смысл в координаты точечного события $P(x)$.

Напротив, отсюда следует, что если спектр масс частиц ограничен сверху, то локальная теория не может иметь физического смысла: понятие точных координат теряет смысл. Вместе с тем должна быть изменена и геометрия микромира.

В монографии «Пространство и время в микромире» [93] я рассмотрел несколько возможных вариантов изменения обычной геометрии применительно к малым областям пространства-времени.

Общая черта, объединяющая эти варианты, — это стохастический характер координат точечного события $P(x)$, координаты которого в той или иной форме считаются стохастическими величинами, в частности, квантовыми операторами. Стохастические координаты я обозначаю через $\hat{x} = (\hat{x}_0, \hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$. Без нарушения общности можно положить

$$\hat{x} = x + \hat{\xi}, \quad (12.2)$$

где x имеет обычный смысл, а $\hat{\xi}$ — стохастический добавок.

Во многих случаях удобно считать, что среднее от $\langle \hat{\xi} \rangle = 0$.

Стохастическая геометрия рассматривалась математиками и у нас, и за границей, однако при этом всегда предполагалось, что метрика пространств евклидова (положительно-дефинитная). Между тем в физике мы имеем дело с недефинитной метрикой (+ — — —). Это обстоятельство существенно меняет всю постановку вопроса о стохастической геометрии.

В ряде случаев стохастическая геометрия возникает сама собой из постановки задач теории поля. Как уже описывалось ранее в случае существенно-нелинейных полей, сильное поле $\Phi(x)$ создает метрику для слабого, но быстро переменного поля $\hat{\varphi}(x)$. Именно лагранжиан для поля $\mathcal{L}$ приобретает вид

$$\mathcal{L} = g_{\mu\nu}(\Phi) \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial x_\mu} \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial x_\nu}. \quad (12.3)$$

Если поле Φ является случайной величиной $\hat{\Phi}$, то поле распространяется в пространстве со случайной метрикой. Ясно, что стохастическая метрика возникает и в общей теории относительности, если тензор энергии-импульса $T_{\mu\nu}(x)$ будет случайной величиной, например, из-за турбулентного движения материи.

Возникающие флуктуации метрического тензора были рассмотрены в моей работе [60] в предположении, что стохастические колебания тензора $T_{\mu\nu}(x)$ невелики по сравнению со средними значениями его компонент.

Из развитых в названной работе соображений следует, что много раз дискутировавшийся вопрос о том, следует ли «квантовать» метрику, имеет вполне определенный положительный ответ. В самом деле, тензор $T_{\mu\nu}(x)$ всегда имеет вклад от квантовых флуктуаций в веществе и поэтому, строго говоря, является сам квантовым оператором. Другое дело, что квантовые флуктуации могут быть крайне малыми и давать лишь ничтожный эффект в метрике пространства-времени.

В упомянутой работе по флуктуациям гравитационного поля было показано, что вакуумные флуктуации квантовых полей дают существенный вклад лишь в области длин и промежутков времени, определяемых известным масштабом:

$$\Lambda_g = \sqrt{\frac{8\pi\hbar k}{c^3}} = 0,8 \cdot 10^{-32} \text{ см}, \quad (12.4)$$

где k — постоянная Ньютона.

При малых флуктуациях метрического тензора $g_{\mu\nu}$ в формуле (12.2) можно пренебречь стохастическими добавками. Если же эти флуктуации не малы, то возникает нерешенная, даже в смысле точной постановки вопроса, проблема: для определения координат точечных событий требуется знание метрики, а метрика может быть сформулирована лишь на языке координат. Как же быть в том случае, когда сигнал, употребляемый для «локации» точечного события, распространяется в пространстве-времени, имеющем случайную метрику?

Может быть, мы и не встретимся со столь сложной ситуацией в микромире. Действительно, если по какой-либо другой причине наступят изменения в динамике микрообъектов, которые исключат столь малые масштабы, как Λ_g , то в этом случае гравитация не будет играть существенной роли в микромире.

Не вдаваясь сейчас в некоторые частные примеры стохастических пространств, которые имеют лишь методическое значение (см. [72, 75]), обращусь к «квантованным» пространствам.

Крайне интересная модель такого пространства-времени была давно предложена Снайдером. Снайдер рассматривает координаты точечного события $\hat{x}_\mu$ как квантовые операторы, подчиняющиеся правилу коммутации:

$$[\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] = i\hat{L}_{\mu\nu}, \quad (12.5)$$

где $\hat{L}_{\mu\nu}$ — некоторый линейный оператор¹. В этом случае оказывается, что либо временная координата $\hat{x}_0$, либо пространственные координаты $\hat{x}_\mu$ имеют дискретные квантованные значения.

Мною была предложена «Г»-геометрия [78], которая основывается не на коммутаторе операторов координат, а на их антикоммутаторе².

¹ Эта геометрия успешно разрабатывается В.Г.Кадышевским. Им показано (согласно с моим утверждением о роли предельной массы частиц для нелокальности), что геометрию Снайдера можно сформулировать как геометрию частиц с ограниченной массой.

² В самое последнее время этот вариант получил развитие на основе представления о «пробном» теле.

Предположим, что оператор $\hat{\xi}_\mu = a\gamma_\mu$, где a — стохастическая длина, имеющая распределение $dW(a) \geq 0$, γ_μ — матрица Дирака. В этом случае

$$\{\hat{\xi}_\mu, \hat{\xi}_\nu\} = 2ia^2 \Sigma_{\mu\nu}, \quad (12.6)$$

где $\{a, b\} = ab + ba$. Было показано, что в такой геометрии можно определить поле

$$\psi(x) = \int \tilde{\psi}(k) e^{ikx} d^4k \quad (12.7)$$

с помощью его компоненты Фурье $\tilde{\psi}(k)$, которая подчиняется обычным локальным уравнениям в импульсном представлении. Например, для свободного скалярного поля с массой m

$$(k^2 - m^2)\tilde{\psi}(k) = 0. \quad (12.8)$$

Далее были найдены коммутаторы и T -произведения полей $\psi(\hat{x})$ и $\psi(\hat{y})$, взятых в различных точках $\hat{x}$ и $\hat{y}$. Оказалось, что среднее значение поля $\langle\psi(\hat{x})\rangle$ по всем возможным значениям стохастической переменной $\hat{x}$ совпадает с нелокальным полем, определенным в обычном пространстве $R_4(x)$:

$$\langle\psi(\hat{x})\rangle_\Gamma = \psi(x) = \int \varepsilon(x - y) \Phi(y) d^4y, \quad (12.9)$$

где $\Phi(y)$ — локальное поле, а $\psi(x)$ — нелокальное, образованное из локального по формуле (12.9).

Ввиду линейности соотношения (12.9) его можно рассматривать как связь между полем $\Phi(x)$ и «индукцией» $\psi(x)$, а ядро преобразования (12.9) $\varepsilon(x - y)$ — как диэлектрическую постоянную.

Сравнение (12.5) и (12.6) показывает, что пространство Снайдера $R_4(\hat{x})$, определенное с помощью (12.5), и пространство $\Gamma_4(\hat{x})$, определенное с помощью (12.2) и (12.6), различаются тем, что в одном случае имеется коммутатор для координат $\hat{x}_\mu$, а во втором — антикоммутатор. Благодаря этому во втором случае стохастические добавки $\hat{\xi}_\mu$ конечны.

Возникающее нелокальное поле $\psi(x)$, в сущности, то же, что фигурирует в работах Г. В. Ефимова, посвященных построению матрицы рассеяния для нелокального поля.

Идея стохастической геометрии имела ту же цель, что и развитие нелокальной теории, — освободиться от бесконечностей в квантовой теории поля.

Для всего развития нелокальной теории было бы крайне важно получить поддержку в эксперименте. Однако до сих пор не найдено фактов, указывающих на нарушение обычной микропричинности.

Более того, открытие глубоко неупругих процессов указывает, что фундаментальное значение светового конуса сохраняет свою силу. Второй факт — это открытие структурных элементов адронов-кварков.

Фронт борьбы с расходимостями перемещается теперь на другой уровень — внутрь элементарных частиц.

Несмотря на большую работу, проделанную в области изучения нелокальной теории и поисков новой микрогеометрии, в настоящее время перед нами остаются две возможности.

1) Изучение квантовой теории поля за пределами теории возмущения, в области существенно-нелинейных явлений, таких как, например, поляризация вакуума. Самосогласованные решения уравнений поля типа «поляронов» и «солитонов» могут избавить нас от расхождений, пугающих сейчас всех, кто работает в квантовой теории поля.

2) Вторая возможность, которая пока остается за пределами экспериментальных фактов, — это построение новой микрогеометрии. Эта новая ситуация ожидает своего изучения.

13. Работы по методологии физики

Моя философская концепция формировалась под влиянием идей Ленина, блестяще изложенных им в «Материализме и эмпириокритицизме». Мне приходилось много раз защищать идеи основоположников диалектического материализма как от его противников, так и от его примитивных защитников — догматиков из среды наших философов [80–83]. Здесь неуместно входить в описание этой борьбы, которая временами принимала драматический характер.

Главные мои работы в этой области были посвящены методологическим проблемам квантовой механики.

Ряд работ был посвящен критике взглядов копенгагенской школы Н. Бора. Эти взгляды оказали на нас, физиков того времени, огромное влияние. Однако я не мог освободиться от впечатления, что роль наблюдателя в концепции Н. Бора и В. Гейзенберга явно преувеличивается и во многих отношениях не совместима с основами материалистической гносеологии.

Позднее я критиковал и взгляды В. А. Фока, который сделал существенный шаг по пути освобождения от копенгагенской концепции, но все же он не был вполне последователен в этом отношении.

Эти споры нашли отражение в моих работах [83–85]. Полемический характер моих статей, посвященных критическому анализу взглядов копенгагенской школы и взглядов В. А. Фока, далеко не сразу, а лишь постепенно привел меня к последовательно материалистической концепции квантовых ансамблей и математической теории измерений. Только в шестидесятых годах после дискуссии с венгерским физиком Л. Яноши мне удалось сформулировать разумную теорию квантовых измерений, свободную от непоследовательности в трактовке роли наблюдателя.

Это новая концепция, в которой измерительный прибор и его взаимодействия с микрообъектом из предмета философских дискуссий были превращены в предмет теоретической физики, иными словами, было показано, как можно рассчитать это взаимодействие.

Вместе с тем пресловутое «стягивание» волновой функции (в результате наблюдения) потеряло все элементы мистики.

Другая сторона дела в этой концепции заключается в признании объективного характера случайности и неустранимости этой случайности из

квантовой механики. Случайность, столь характерная для микроявлений, обнаруживает себя и в макроскопическом мире. Влияние микроявлений на макроявления осуществляется через нестабильные состояния макросистем.

Вся эта новая идеология квантовой теории изложена в моей монографии «Принципиальные вопросы квантовой механики», изданной сначала по-русски в 1966 г. (см. также [68] и сборник, посвященный восьмидесятилетию Луи де Бройля [76]) и переведенной затем на иностранные языки [90]. Эта же концепция отражена в новом пятом издании учебника «Основы квантовой механики» [92].

Мое отношение к ленинскому «Материализму и эмпириокритицизму» особенно ясно было выражено в статье «Ленин и физика», опубликованной в книге «Наука и человечество» за 1969 г., в связи с исполнявшимся в 1970 г. столетием со дня рождения В. И. Ленина [86]. В этой статье я высказал новые идеи, касающиеся процесса познания.

Спор о том, отображает ли мышление человека реальный мир или оно протекает в условных символах, «иероглифах», как это считал Гельмгольц, на мой взгляд, имеет простое решение в концепции материализма: живое существо, неправильно отображающее мир, неминуемо погибнет, столкнувшись с непредвиденным.

Все дело в существовании прямых и обратных связей и в степени совершенства этих связей. Отображение же действительности не есть «зеркальное» ее воспроизведение, а создание логического образа внешнего мира. Поэтому спор о том, являются ли эти образы символами или зеркальными отображениями, получает более глубокое толкование.

Я придаю важное значение своей работе «О соотношении фундаментальных и прикладных наук» [87] (см. также [88]), в которой, в сущности, рассматривается более глубокая проблема — проблема особенностей человека как биологического существа.

Основная идея такова. Первая особенность — человек запрограммирован как любомудр — любознательность составила основу отрыва человека от остального животного мира.

Вторая особенность — способность передавать свои знания следующему поколению в расширенном виде:

$$C_{N+1} = \alpha C_N, \quad (13.1)$$

где C — знания N -го поколения, C_{N+1} — знания $(N+1)$ -го поколения и $\alpha > 1$.

Третья особенность — неодолимая потребность в эмоциональном контакте с внешним миром, отсюда возникновение религии и искусства.

В этой же работе была дана основная формула современной «научно-технической революции». Отношение

$$\Phi = \frac{\text{активность людей в производстве идей}}{\text{активность в производстве вещей}} \quad (13.2)$$

будет расти с течением времени (разумеется, если наш мир не постигнет какая-либо катастрофа).

С юных лет ощущение и сознание того, что мы, люди, являемся частью Вселенной, частью ее Красоты и Тайны, — мировосприятие, которому я обязан К. Э. Циолковскому, не покидало меня.

Мне было очень отрудно установить, что квантовая механика лишает мир постного лика, который ему навязывал примитивный детерминизм. В свете этой науки весь мир предстает как азартная игра изобретательного случая.

В последнее время я неоднократно обращался мысленно к Великому взрыву (или, как менее почтительно называют его американцы, «Big Bang»), породившему нашу Вселенную.

Мне казалась нелепой мысль о том, что этот взрыв возник из «ничего»... Меня не устраивала также и мысль о его «сотворении», поскольку никто не мог бы мне что-то добавить о Творце Вселенной, что прояснило бы суть дела.

Анализируя модель Фридмана расширяющейся «горячей» Вселенной, которая получает сейчас разностороннее подтверждение в астрофизических наблюдениях, я пришел к заключению, что видимая нами Вселенная (Метагалактика) не могла бы образоваться в пределах четырехмерного мира.

Я предложил гипотезу о существовании более обширного Метапространства M_n , $n > 4$, в котором свободно движутся метатела и антитела [79]. По этой гипотезе, наша Метагалактика образовалась при столкновении таких метател. Из этой гипотезы вытекает важное следствие — возможность залета метател в нашу Метагалактику и тем самым возникновение взрывов большой энергии.

Такой вывод из этой картины подтверждается наблюдениями В. А. Амбарцумяна, который уже много лет указывает на факт образования звезд не при сгущении облака пыли, а при взрыве плотных тел.

Если эта гипотеза будет находить дальнейшее подтверждение, то она расширит человеческий взгляд, выведет его за пределы видимой теперь Вселенной.

Список научных работ, цитируемых в автореферате

1. Научные работы по теоретической физике и ядерной энергетике

1. О работе выхода электронов из металла. *Совместно с И. Е. Таммом* // ЖЭТФ. 1933. Т. 3, вып. 2. С. 77–100; Z. Phys. 1932. Bd. 77. S. 774–777.
2. К теории движения электронов в кристаллической решетке // ЖЭТФ. 1933. Т. 3. С. 475–498; Phys. Z. Sowjetunion. 1934. Bd. 5, Hf. 2. S. 316–343.
3. Zur Theorie der anomalen magnetischen und thermoelektrischen Effekte in Metallen (К теории аномальных магнитных и термоэлектрических эффектов в металлах). *Совместно с Л. Нордхеймом* // Z. Phys. 1933. Bd. 84. S. 168–194.
4. Zur Theorie des Starkeffektes im zeitveränderlichen Feld (К теории штарк-эффекта в переменном поле) // Phys. Z. Sowjetunion. 1933. Bd. 4, Hf. 3. S. 501–515.
5. К теории фосфоресценции // Докл. АН СССР. 1934. Т. 2. С. 78–81 (Представлено акад. С. И. Вавиловым).
6. К теории поглощения света в гетерополярных кристаллах // ЖЭТФ. 1935. Т. 5. С. 470–477; Phys. Z. Sowjetunion. 1935. Bd. 7, Hf. 5/6. S. 639–651.
7. К теории окрашенных кристаллов // ЖЭТФ. 1936. Т. 6. С. 1053–1059; Phys. Z. Sowjetunion. 1936. Bd. 10, Hf. 4. S. 431–441.

8. Замечания к теории фосфоресценции // ЖЭТФ. 1936. Т. 6. С. 1060–1061; Phys. Z. Sowjetunion. 1936. Bd. 10, Hf. 3. S. 424–426.
9. Кинетика фосфоресценции // ЖЭТФ. 1937. Т. 7. С. 1242–1251; Phys. Z. Sowjetunion. 1937. Bd. 12, Hf. 5. S. 586–601.
10. Смещение спектральных линий, вызванное обратным действием поля излучения (Доклад на семинаре ФИАН, 1938). Сб. научных работ и статей в 7 т. Т. 2. Дубна: ОИЯИ, Р-252. 1958. С. 333–350.
11. The Gibbs Quantum Ensemble and Its Connection with the Classical Ensemble (Квантовый ансамбль Гиббса и его связь с классическим ансамблем) // J. Phys. 1940. V. 2. P. 71–74.
12. Связь квантового ансамбля с классическим ансамблем Гиббса. *Совместно с П. Немировским* // ЖЭТФ. 1940. Т. 10. С. 1263–1266; J. Phys. 1940. V. 3. P. 191–194.
13. О разделении системы на части — квантовую и классическую. *Совместно с Я. Б. Дашевским* // ЖЭТФ. 1941. Т. 11. С. 222–225.
14. К теории твердых выпрямителей. *Совместно с Б. Давыдовым* // Докл. АН СССР. 1938. Т. 21. С. 22–25 (Представлено акад. А. Ф. Иоффе).
15. Колебания системы связанных источников звука и резонаторов // ЖТФ. 1942. Т. 12. С. 317–323.
16. Возбуждение резонаторов потоком воздуха // ЖТФ. 1945. Т. 15. С. 63–70.
17. Влияние резонатора на излучение источника звука // ЖТФ. 1943. Т. 13. С. 703–709.
18. Затухание собственных колебаний рупора // ЖТФ. 1943. Т. 13. С. 710–712.
19. К расчету затухания акустического рупора // ЖТФ. 1945. Т. 15. С. 84–88.
20. Вихревой звук // ЖТФ. 1945. Т. 15. С. 71–83.
21. Излучение ускоренно движущегося источника звука // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1942. Т. 6. С. 66–69.
22. Распространение звука в неоднородной и движущейся среде // Докл. АН СССР. 1944. Т. 45. С. 343–346 (Представлено акад. С. И. Вавиловым); J. Acoust. Soc. America. 1946. V. 18. P. 329–334.
23. Движущийся приемник звука // Докл. АН СССР. 1945. Т. 47. С. 22–23 (Представлено акад. С. И. Вавиловым).
24. Рассеяние звука в турбулентном потоке // Докл. АН СССР. 1945. Т. 46. С. 150–153 (Представлено акад. С. И. Вавиловым).
25. Релятивистски-инвариантное обобщение законов взаимодействия элементарных частиц // Ученые записки МГУ. Вып. 77. Физика. 1945. Кн. 3. С. 101–111.
26. Замечания о возможном релятивистски-инвариантном обобщении понятия поля // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. С. 480–482; J. Phys. 1946. V. 10. P. 167–169.
27. Спектры флуоресценции и абсорбции сложных молекул // ЖЭТФ. 1939. Т. 9. С. 459–466; J. Phys. 1939. V. 1. P. 117–124.
28. Современное состояние теории фосфоресценции // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1945. Т. 9. С. 391–402.
29. О негамильтоновом методе в теории элементарных частиц // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. С. 266–271; J. Phys. 1947. V. 11. P. 179–183.
30. Уравнение для рассеяния частиц с учетом реакции излучения // Докл. АН СССР. 1946. Т. 53. С. 205–208 (Представлено акад. С. И. Вавиловым).
31. Атом в поле зрения электронного микроскопа // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. С. 814–817.
32. Принцип детального равновесия и квантовая механика // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. С. 924–929.
33. Теория поля протяженных частиц // ЖЭТФ. 1948. Т. 18. С. 566–573.
34. Теория поля протяженных частиц // Вестник МГУ. 1948. № 1. С. 83–91.

35. Связь математического аппарата квантовой механики с аппаратом механики классической. *Совместно с Ч. М. Борискиной* // Вестник МГУ. 1948. № 10. С. 115–118.
36. Прохождение нуклонов через вещество // ЖЭТФ. 1949. Т. 19. С. 953–958.
37. Элементарные частицы и поле // УФН. 1950. Т. 42. С. 76–92.
38. Всегда ли существует «дуализм» волн и частиц? // УФН. 1951. Т. 44. С. 104–109.
39. О распространении сигналов в нелинейной теории поля // Докл. АН СССР. 1952. Т. 82. С. 553–556 (Представлено акад. Д. В. Скобельцыным).
40. О распространении сигналов в нелинейной электродинамике. *Совместно с В. В. Орловым* // ЖЭТФ. 1953. Т. 25. С. 513–526.
41. К теории нуклонов // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. С. 33–36.
42. Рассеяние быстрых протонов на протонах // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 347–349.
43. Замечания о применимости гидродинамического описания к квантовым системам // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 350–352.
44. On the Theory of the Motion of a Particle in the Coulomb Field (К теории движения частицы в кулоновском поле) // J. Phys. 1946. V. 10. P. 196.
45. Первая атомная электростанция СССР и пути развития атомной энергетики. *Совместно с Н. А. Николаевым*. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1958. Т. 3: Энергетические реакторы. С. 51–76.
46. Soviet Research Reactors (Советские исследовательские реакторы). *Совместно с С. М. Фейнбергом* // Progress in Nuclear Energy. Ser. 2. Reactors. London; New York: Pergamon Press, 1956. V. 1. P. 111–158.
47. Реактор атомной электростанции АН СССР. *Совместно с Н. А. Доллежалем и А. К. Красиным* // Атомная энергия. 1956. № 1. С. 10–23.
48. Физические и тепловые расчеты реактора атомной электростанции АН СССР. *Совместно с М. Е. Минашиным и Ю. А. Сергеевым* // Атомная энергия. 1956. № 1. С. 24–42.
49. Первая атомная // Вопр. истории. 1974. Т. 6. С. 107–121.
50. Экспериментальный реактор на быстрых нейтронах БР-2. *Совместно с А. И. Лейпунским и др.* // Атомная энергия. 1957. Т. 2. С. 497–500.
51. Импульсный реактор на быстрых нейтронах. *Совместно с Г. Е. Блохиным и др.* // Атомная энергия. 1961. Т. 10. С. 437–446.
52. Особенности конструкции и оптимизация модулятора реактивности реактора ИБР-2. *Совместно с В. Д. Ананьевым, В. В. Бондаренко и др.* // Атомная энергия. 1971. Т. 31. С. 352–358.
53. The Non-Linear Field Theory and the Theory of Relativity (Нелинейная теория поля и теория относительности) // Nuovo Cim. 1956. V. 3. P. 629–634.
54. О флуктуациях ядерного вещества // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1295–1299.
55. Когда слабое взаимодействие становится сильным? // УФН. 1957. Т. 62. С. 381–383; В сб.: К физике нейтрино высоких энергий. Дубна: ОИЯИ, Д-577. 1960. С. 49–51.
56. О возможном пределе применимости квантовой электродинамики // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 254–257; Nuovo Cim. 1958. V. 9. P. 925–929.
57. Структура нуклона и пион-пионное взаимодействие. *Совместно с В. С. Барашенковым и Б. М. Барбашовым*. Дубна: ОИЯИ, Р-317. 1959; Nuovo Cim. 1959. V. 12. P. 602–610.
58. Структура нуклонов. *Совместно с В. С. Барашенковым и Б. М. Барбашовым* // УФН. 1959. Т. 68. С. 417–447.
59. Электромагнитная структура протона и нейтрона. *Совместно с В. С. Барашенковым и Б. М. Барбашовым* // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1611–1612.

60. Флуктуации пространственно-временной метрики. Препринт ОИЯИ Д-474. Дубна, 1960; Nuovo Cim. 1960. V. 16. P. 382–387.
61. New Functional Methods in Field Theory (Новые функциональные методы в теории поля) // Proc. of the Intern. Conf. on High Energy Phys. Rochester, 1960. Rochester: UR, 1960. P. 867–871.
62. Acausality and Dispersion Relations (Нарушение причинности и дисперсионные соотношения). *In collaboration with G. I. Kolerov*. JINR Preprint E-1646. Dubna, 1964; Nuovo Cim. 1964. V. 34. P. 163–181.
63. On Experimental Verification of Homogeneity and Isotropy of Space (Об экспериментальном подтверждении однородности и изотропности пространства) // Phys. Lett. 1964. V. 12. P. 272–273.
64. Conditions of Macroscopic Causality for the Scattering Matrix (Условия макроскопической причинности для матрицы рассеяния). *In collaboration with G. I. Kolerov* // Nuovo Cim. A. 1966. V. 44. P. 974–983.
65. Макроскопическая причинность в теории S -матрицы // Тр. Междунар. совещания по нелокальной квантовой теории поля. Дубна, 1967. ОИЯИ, P2-3590. 1967. С. 18–21.
66. Macroscopic Causality. JINR Preprint E2-3293; Preprint. Inst. Theor. Phys. IC/67/36. Trieste, 1967.
67. Почти локальная матрица рассеяния. *Совместно с Г. И. Колеровым* // Вопросы теории элементарных частиц: Тр. междунар. семинара по теории элементарных частиц, Варна, 1968. ОИЯИ, P2-4050. Дубна, 1968. С. 419–425; Проблемы теоретической физики: Сб. статей, посвященный Н. Н. Боголюбову в связи с его шестидесятилетием. М.: Наука, 1969. С. 47–53.
68. О взаимодействии микросистемы с измерительным прибором // УФН. 1968. Т. 95. С. 75–89.
69. О квантовании существенно-нелинейного поля // ТМФ. 1970. Т. 4. С. 145–151; Nuovo Cim. A. 1971. V. 2. P. 632–640.
70. Современное состояние нелокальной и неперенормируемой теории поля. Препринт ОИЯИ P2-4941. Дубна, 1970.
71. Recent Developments on Nonlocal and Essentially Nonlinear Field Theory (Современное состояние нелокальной и существенно-нелинейной теории поля) // Fundamental Problems of the Elementary Particle Theory: Proc. of the Seminar in the Course of the XVth Intern. Rochester Conf. on High Energy Physics, Kiev, 1970. Kiev: ITP, 1970. 70-99. P. 41–58.
72. Стохастические пространства // ТМФ. 1972. Т. 11. С. 3–8; Acta Phys. Acad. Sci. Hung. 1972. V. 32. P. 75–81.
73. Проектирование новых ускорителей и задачи современной физики элементарных частиц. *Совместно с А. В. Ефремовым и Р. М. Мурадяном* // УФН. 1973. Т. 109. С. 259–268.
74. Geometry and Physics of the Microworld (Геометрия и физика микромира) // JINR Preprint E2-6653, Dubna, 1972; УФН. 1973. Т. 110. С. 481–497.
75. Стохастические пространства // ЭЧАЯ. 1974. Т. 5. С. 606–644.
76. Statistical Ensembles in Quantum Mechanics (Статистические ансамбли в квантовой механике) // Quantum Mechanics, Determinism, Causality, and Particles. Dordrecht; Boston: Publ. Company Holland/USA, 1976. P. 147–158.
77. Существенно-нелинейные поля и поляризация вакуума // ТМФ. 1974. Т. 21. С. 155–159.
78. Стохастическое пространство и нелокальное поле // ТМФ. 1973. Т. 17. С. 153–159.
79. О гипотезе расширяющейся Вселенной // Докл. АН СССР. 1976. Т. 229. С. 67–69.

2. Статьи по философии естествознания

80. Борьба вокруг закона сохранения и превращения энергии в современной физике. *Совместно с Ф. М. Гальпериным* // Под знаменем марксизма. 1934. № 2. С. 97–106.
81. Гипотеза нейтрино и закон сохранения энергии. *Совместно с Ф. М. Гальпериным* // Под знаменем марксизма. 1934. № 6. С. 147–157.
82. Дискуссия о природе физического знания (Обсуждение статьи М. А. Маркова) // *Вопр. философии*. 1948. № 1. С. 212–214.
83. Критика идеалистического понимания квантовой теории // *УФН*. 1951. Т. 45. С. 195–228.
84. Ответ академику В. А. Фоку // *Вопр. философии*. 1952. № 6. С. 171–175.
85. Критика философских воззрений так называемой «копенгагенской школы» в физике // *Философские вопросы современной физики*. М.: Изд-во АН СССР, 1952. С. 358–395.
86. Ленин и физика // *Наука и человечество*. 1969. М.: Знание, 1970. С. 48–65.
87. О соотношении фундаментальных и прикладных наук. Препринт ОИЯИ Р2-7553. Дубна, 1973.
88. Пропорции в науке // *Наука и жизнь*. 1974. № 6. С. 72–78.

3. Учебники и монографии

89. Акустика неоднородной движущейся среды. М.; Л.: Гостехиздат, 1946. 220 с.
90. Принципиальные вопросы квантовой механики. М.: Наука, 1966. 160 с.; на японском языке: Токио, 1974.
91. Основы квантовой механики. Учебное пособие для гос. университетов. Изд. 2. М.; Л.: Гостехиздат, 1949. 588 с.; изд. 3. М.: Высшая школа, 1961. 512 с.; изд. 4. М.: Высшая школа, 1963. 620 с.
92. Основы квантовой механики. Учебное пособие для вузов. Изд. 5. М.: Наука, 1976. 664 с.
93. Пространство и время в микромире. М.: Наука, 1970. 359 с.

Часть I

ОПТИКА. ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

3

О РАБОТЕ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ МЕТАЛЛА*

Совместно с И. Е. Таммом

§ 1. Введение

Вычисление работы выхода χ , основанное на методе «согласованного поля» Хартри–Фока и отвлекающееся от атомистичной структуры металла, ведет в первом приближении к тем же результатам, как и метод Томаса–Ферми, именно, — скачок потенциала на границе металла оказывается равным нулевой энергии электронов и вместе с тем χ равно нулю. Напротив, если вычислять по этому же методу работу сил изображения, которая производится при удалении электрона из металла, то получаются значения χ , находящиеся в удовлетворительном совпадении с опытом.

1. Известно, что работа выхода χ электронов из металла может быть объяснена либо наличием скачка потенциала на границе металла, либо действием сил электрического изображения. В классической физике ни одно из этих представлений не могло привести к количественной теории; так например, работа выхода, обусловленная силами изображения, существенно зависит от радиуса электрона. Последующее представляет попытку приложения методов квантовой механики к определению работы выхода.

Так как речь идет о понимании общих соотношений, то в последующем мы совсем отвлекаемся от атомистичной структуры металла и принимаем равномерное распределение плотности положительных ионных зарядов; температура принимается равной 0 К. В этом приближении свойства металла характеризуются просто через число n свободных электронов на единицу объема металла.

2. Сперва мы отвлекаемся от силы изображения и ставим своей задачей определение высоты U_a скачка потенциала на поверхности металла. В отсутствии сил изображения имеет место соотношение:

$$\chi = U_a - E_0, \quad (1)$$

где через E_0 обозначена нулевая энергия электронов¹.

* ЖЭТФ. 1933. Т. 3, вып. 2. С. 77–100. Статья является переводом с немецкого оригинала. Предварительное сообщение об этой работе появилось в Z. Phys. 1932. Bd. 77. S. 774 (см. также ЖЭТФ. 1933. Т. 3. С. 31; Phys. Z. Sowjetunion. 1933. Bd. 3. S. 170.).

¹ Под нулевой энергией электронов E_0 в последующем будет всегда пониматься наибольшее значение энергии электрона при $T = 0$ К.

В 1928 г. Френкель¹ применил для определения распределения электронов у поверхности металла известный способ Томаса–Ферми и получил для U_a значение E_0 и, таким образом, для χ значение нуль. Этот результат понятен непосредственно, именно, — если потенциальная энергия $U(x)$ какого-нибудь электрона на определенном расстоянии от поверхности металла d равна E_0 , то на основании положенных в основу метода Ферми допущений ни один электрон не может находиться на большем расстоянии от металла. Электрический потенциал φ , а вместе с ним и потенциальная энергия $U(x)$ остается, таким образом, при $x \geq d$ постоянной (если, конечно, металл электрически нейтрален) и, следовательно, не может быть большей E_0 .

Можно, однако, думать, что в волновой механике проникновение электронного облака в классически запрещенные области отрицательной кинетической энергии вне металла обусловит положительную работу выхода (образование двойного электрического слоя на поверхности металла). Чтобы испытать справедливость этого предположения, мы предприняли определение распределения заряда электронов поверхности металла по методу Хартри–Фока и применили к решению соответствующей вариационной проблемы метод Ритца.

Металл рассматривается как заполняющий полупространство $x \leq 0$. Исходным пунктом вычисления является некоторая подходящая функция $U(x, \alpha_p)$, зависящая от некоторого числа параметров α_p , которая должна в нулевом приближении аппроксимировать действующее на электрон потенциальное поле. В этом поле $U(x, \alpha_p)$ можно определить собственные функции отдельных электронов $\psi(x, \alpha_p)$, а также и плотность электрического заряда $\rho(x, \alpha_p)$, которая отвечает совокупности всех электронов проводимости металла. Затем следует подставить собственные функции $\psi(x, \alpha_p)$ в фоковский интеграл энергии² и определить те значения α_{p0} параметров α_p , которые отвечают минимуму этого интеграла. При этом можно рассматривать энергию не всего бесконечного металла, а бесконечной призмы с поперечным сечением L^2 и распространенной перпендикулярно к поверхности металла от $x = -\infty$ до $x = +\infty$. Величина энергии этой «основной призмы» хотя и бесконечна, но может быть разложена на две части (по крайней мере, когда отвлекаются от энергии обмена)³, из которых одна конечна, а другая бесконечна, но не зависит от вида потенциальной функции $U(x, \alpha_p)$. Поэтому достаточно ограничиться рассмотрением только первой, конечной части интеграла энергии.

Если значения α_{p0} определены, то электрический потенциал φ на поверхности металла можно найти по уравнению Пуассона из полной плотности электрических зарядов $\rho = \rho_+ + \rho_-$, где ρ_+ — плотность положительных зарядов. Если аппроксимировать потенциальную функцию $U(x, \alpha_p)$ прямоугольным скачком потенциала $U = 0$, когда $x < s$ и $U = U_a + \text{const}$, когда

¹ Frenkel J. // Z. Phys. 1928. Bd. 51. S. 232.

² Fock V. // Z. Phys. 1930. Bd. 61. S. 126. Уравнение (93). (Русск. пер. Труды ГОИ. 1931. Т. 5, вып. 51. С. 1–28.).

³ При вычислении сил изображения мы не будем пренебрегать энергией обмена.

$x > s^1$ и отвлечься от энергии обмена, то вычисления (§ 4 и 5) ведут к тому же результату, как и метод Томаса–Ферми: минимум энергии отвечает исчезновению работы выхода (U_a равно E_0). Электростатическая энергия металла тем меньше, чем выше скачок потенциала U_a , т. е. чем менее проникает электронное облако во внешнее пространство, чем менее отделены друг от друга отрицательные и положительные заряды у поверхности металла. Но для окончательного результата является решающим то обстоятельство, что электроны в области скачка потенциала обладают отрицательной кинетической энергией, так что распространение электронного облака при снижении скачка ведет к снижению полной энергии. Таким образом, монотонное падение энергии при уменьшении U_a от ∞ до E_0 допустимо, и мы можем полагать, что окончательный результат наших вычислений не зависит ни от пренебрежения энергией обмена, ни от принятого нами специального предположения о форме потенциальной функции $U(x, \alpha_p)$; только учет атомистичной структуры может привести к уточнению результатов.

3. Теперь вернемся к силе изображения. Понятие силы электрического изображения в квантовой механике, собственно говоря, не может быть точно определено из-за соотношения неточности² и нелокализуемости электрона.

Образование определенного, обусловленного силой изображения равновесного распределения зарядов, индуцированных электроном на поверхности металла, отвечает некоторому времени, в течение которого электрон, имевший в начальный момент определенную координату, меняет свое положение неконтролируемым образом³.

Напротив, понятие работы, произведенной силой изображения при удалении электрона в бесконечность, имеет полный смысл. Сравним, например, с работой ионизации атома I . Если принять, в смысле хартри-фоковского приближения, что каждому электрону в атоме отвечает определенная «квантовая орбита» ψ_k , то процесс ионизации можно разложить на два шага. Сперва удаляют наиболее слабо связанный электрон атома, в то время как остальные электроны атомного остова предполагаются удерживающимися на их первичных «квантовых орбитах» ψ_k ; соответствующая работа пусть будет I' . Затем освобождают оставшиеся электроны так, что они переходят в новое, соответствующее невозбужденному иону квантовое состояние. При этом освобождается энергия I'' , так что $I = I' + I''$. Часть I' работы ионизации отвечает в случае металла части $U_a - E_0$ работы выхода; I'' , напротив, отвечает работе сил электрического изображения. Полная работа выхода может быть, таким образом, отлична от нуля и в случае $U_a = E_0$ и (в полной аналогии с работой ионизации) будет равна абсолютному значению разности ΔW между энергией незаряженного металла и энергией металла

¹ Скачок потенциала ни в коем случае не совпадает точно с поверхностью металла ($x = 0$), но вполне может находиться от нее на некотором расстоянии s порядка атомных расстояний.

² Общепринятым термином сейчас является «соотношение неопределенности».

³ Напротив, классическое понятие силы изображения при вычислении работы выхода ионов благодаря их большой массе остается применимым. Выяснению этого, так же как и некоторых других вопросов о понятии силы изображения, существенно способствовали некоторые дискуссии с проф. Я. Френкелем.

с зарядом $+e$ (если электрический потенциал нормирован таким образом, что исчезает в бесконечности).

Исходя опять из произвольной потенциальной функции $U(x, \alpha_p)$ и вычисляя те значения параметров α_p , которые отвечают минимуму энергии электрически нейтрального металла и соответственно заряженного металла, можно совершенно общим способом (§6) показать, что $\Delta W = e\varphi_0$, где φ_0 — значение электрического потенциала φ на границе металла $x = 0$, вычисленного из распределения плотности электрического заряда $\rho = \rho_-(x, \alpha_p) + \rho_+$ для незаряженного металла. Этот результат допускает крайне простое наглядное толкование: чтобы зарядить металл, нужно принести из бесконечности элементарный заряд $+e$ на его поверхность $x = 0$; необходимая для этого работа, если отвлечься от важных в действительности сил электрического изображения, равна

$$\Delta W = e\varphi_0. \quad (2)$$

Выбирая опять в качестве исходной приближенной потенциальной функции $U(x, \alpha_p)$ прямоугольный скачок потенциала и вычисляя отсюда φ_0 , получаем согласно (2) для работы выхода электронов χ из различных металлов значения правильного порядка величины. Но чтобы достигнуть несколько лучшего приближения к фактическому виду потенциала φ на поверхности металла, можно для вычисления φ_0 применить метод Томаса–Ферми.

Этим путем из (2) получается, что работа выхода равна средней кинетической энергии электронов (при $T = 0$ К), вычисленной по *зоммерфельдовской* теории:

$$\chi = e\varphi_0 = \frac{mv^2}{2} = \frac{3}{5}E_0. \quad (3)$$

Выражая E_0 через число Z свободных электронов на атом, атомный объем V металла и универсальные постоянные, получаем

$$\chi(\text{эВ}) = 15,6 \left(\frac{Z}{V} \right)^{2/3}, \quad (4)$$

где V измерено в см^3 .

Вычисленные согласно (4) для различных металлов значения χ сопоставлены графически на рис. 2 и сравнены с экспериментально измеренными.

Порядок величины χ , так же как и ход χ в периодической системе элементов, находятся в удовлетворительном совпадении с опытом. Для щелочных металлов разницы между вычисленными и измеренными (впрочем, крайне неточными) значениями лежат частью в пределах ошибок измерений, однако при грубости употребляемых нами приближений это нужно приписать скорее случайности. Для других металлов эта разница достигает 30%.

4. При грубости нашей модели металла и при пользовании приближенным методом Ферми вряд ли можно ожидать более близкого совпадения с опытом, нежели то, которое показывают таблица на с. 101 и рис. 2, так что нам кажется вполне оправданным то заключение, что работа выхода электронов существенно обусловлена силами электрического изображения, а не скачком потенциала на границе металла. Отклонения от формулы (4), обусловленные

в основном атомистичной структурой металла, оказываются наиболее важными для металлов с малым атомным объемом.

Вместе с этим возникает задача исследования различных поверхностных явлений (термоионная эмиссия, фотоэффект, контактные потенциалы и т. д.) при том допущении, что работа выхода обусловлена силами изображения, в то время как обычно в квантовой механике принимают, что работа выхода обусловлена сильным скачком потенциала $U_a = \chi + E_0$. Конечно, энергетические соотношения между различными поверхностными явлениями не зависят от природы работы выхода, напротив того, теоретические высказывания о вопросах, связанных с проникаемостью фото- и термоионных токов и т. д., о зависимости этих токов от поверхностных слоев чужих атомов и т. д. могут весьма существенно зависеть от этих допущений.

Мы надеемся, что сможем в ближайшее время ближе и подробнее обсудить эти вопросы.

§ 2. Вариационная проблема

Общее выражение для энергии атомной системы было установлено Фоком. Мы будем рассматривать только тот случай, когда на каждой «квантовой орбите» находятся два электрона, как это фактически имеет место в металлах при низких температурах. Если имеется всего N электронов, то только половина «квантовых орбит» населена электронами. Фоковский интеграл энергии можно теперь написать в следующей форме¹:

$$W = 2 \sum_{l=1}^{N/2} \int \psi_l^*(\mathbf{r}) H \psi_l(\mathbf{r}) d\tau + 2e^2 \int \int \sum_{l=1}^{N/2} |\psi_l(\mathbf{r}_1)|^2 \sum_{m=1}^{N/2} |\psi_m(\mathbf{r}_2)|^2 \frac{d\tau_1 d\tau_2}{r_{12}} - e^2 \int \int \left| \sum_{l=1}^{N/2} \psi_l^*(\mathbf{r}_1) \psi_l(\mathbf{r}_2) \right|^2 \frac{d\tau_1 d\tau_2}{r_{12}} \quad (5)$$

($d\tau$ есть $dx dy dz$). При этом оператор H имеет следующее значение:

$$H = -\frac{1}{\mu} \nabla^2 - e\varphi_+(\mathbf{r}), \quad \mu = \frac{2m}{\hbar^2}, \quad (6)$$

где через $\varphi_+(\mathbf{r})$ обозначен, предполагающийся данным, потенциал положительных ионов (под e понимается абсолютное значение элементарного заряда $e > 0$). Если соответствующим образом обозначить через $\varphi_-(\mathbf{r})$ потенциал отрицательных электронных зарядов, а через $\rho_-(\mathbf{r})$ — плотность этих зарядов, то имеем

$$\varphi_-(\mathbf{r}_1) = \int \frac{\rho_-(\mathbf{r}_2)}{r_{12}} d\tau_2, \quad \rho_-(\mathbf{r}) = -2e \sum_{l=1}^{N/2} |\psi_l(\mathbf{r})|^2. \quad (7)$$

¹ Ср. V. Fock, loc. cit, ур-ние (93). Фок употребляет рациональную систему единиц Хартри, мы же, напротив, обыкновенные единицы СГС.

Полная энергия электронов системы W складывается аддитивно из кинетической и потенциальной энергии T и V и из энергии обмена A . Именно, принимая во внимание (6) и (7), получаем из (5):

$$W = T + V + A, \quad (8)$$

$$T = -\frac{2}{\mu} \sum_{l=1}^{N/2} \int \psi_l^*(\mathbf{r}) \nabla^2 \psi_l(\mathbf{r}) d\tau, \quad (9)$$

$$V = \int \rho_-(\mathbf{r}) \varphi_+(\mathbf{r}) d\tau + \frac{1}{2} \int \rho_-(\mathbf{r}) \varphi_-(\mathbf{r}) d\tau, \quad (10)$$

$$A = -e^2 \iint \left| \sum_{l=1}^{N/2} \psi_l^*(\mathbf{r}_1) \psi_l(\mathbf{r}_2) \right|^2 \frac{d\tau_1 d\tau_2}{r_{12}}. \quad (11)$$

Мы преобразуем несколько выражение для потенциальной энергии V . При предпринимаемой в последующем вариации энергии W положение ионов, а вместе с тем значения ρ_+ и φ_+ рассматриваются как данные и постоянные (ρ_+ означает плотность ионных зарядов). Поэтому вполне позволительно к выражению (10) присоединить еще постоянный аддитивный член $\frac{1}{2} \int \rho_+ \varphi_+ d\tau$:

$$V = \int \left(\rho_- \varphi_+ + \frac{1}{2} \rho_- \varphi_- \right) d\tau + \frac{1}{2} \int \rho_+ \varphi_+ d\tau.$$

Используя известное соотношение¹

$$\int \rho_- \varphi_+ d\tau = \int \rho_+ \varphi_- d\tau = \frac{1}{2} \int (\rho_- \varphi_+ + \rho_+ \varphi_-) d\tau,$$

получаем

$$V = \frac{1}{2} \int \rho \varphi d\tau, \quad (10')$$

где положено

$$\rho = \rho_- + \rho_+, \quad \varphi = \varphi_- + \varphi_+. \quad (12)$$

Вместе с тем в последующем под V мы будем понимать не выражение (10), а полную электростатическую энергию (10') всей системы (электронов и ионов). Это имеет то преимущество, что при всех дальнейших применениях выражение (10), а также и добавленный член $\frac{1}{2} \int \rho_+ \varphi_+ d\tau$ хотя и оказываются бесконечными, но их сумма (10') остается конечной.

¹ Это соотношение, как известно, следует из уравнений Пуассона

$$\nabla^2 \varphi_+ = -4\pi \rho_+ \quad \text{и} \quad \nabla^2 \varphi_- = -4\pi \rho_-$$

и формулы Грина

$$\int (\varphi_+ \nabla^2 \varphi_- - \varphi_- \nabla^2 \varphi_+) d\tau = \int \left(\varphi_+ \frac{\partial \varphi}{\partial n} - \varphi_- \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right) dS$$

при условии, что справа интеграл по поверхности исчезает. В исследуемых впоследствии случаях это условие выполнено, хотя φ_+ и φ_- на бесконечно удаленных частях поверхности интеграции S становятся бесконечными.

Те функции $\psi_l(\mathbf{r})$, которые удовлетворяют вариационному уравнению

$$\delta W = 0 \quad (13)$$

и условиям ортогональности и нормировки

$$\int \psi_l^*(\mathbf{r}) \psi_m(\mathbf{r}) d\tau = \delta_{lm}, \quad (14)$$

образуют (приближенные) решения квантовой задачи и равны собственным функциям электронов. Применяя приближенный метод Ритца к решению вариационной задачи, мы поступаем следующим образом: мы аппроксимируем действующее на электрон поле подходящей функцией $U(\mathbf{r}, \alpha_p)$, где α_p ($p = 1, 2, 3 \dots$) означают некоторое число предварительно неопределенных параметров. Нормированные собственные функции электрона в поле $U(\mathbf{r}, \alpha_p)$ обозначаем через $\psi_l(\mathbf{r}, \alpha_p)$:

$$\left\{ \nabla^2 + \mu [E_l(\alpha_p) - U(\mathbf{r}, \alpha_p)] \right\} \psi_l(\mathbf{r}, \alpha_p) = 0, \quad (15)$$

и, кроме того, они должны удовлетворять условиям (13). Затем, выбирая первые $N/2$ из этих функций (т. е. те, которые отвечают наименьшим значениям энергии E_l)¹ и вставляя их в интеграл энергии (5) или (8), определяем те значения α_{p0} параметров α_p , которые отвечают минимуму интеграла (уравнение 13). Тогда функции $\psi(\mathbf{r}, \alpha_{p0})$ образуют первое приближение к точным функциям проблемы. Можно продолжать разыскивать дальнейшие приближения, но мы в последующем ограничиваемся этим первым приближением.

Нужно еще заметить, что на основании (15), (16) и (7) кинетическая энергия электронов (9) может быть выражена следующим образом:

$$\begin{aligned} T &= 2 \sum_{l=1}^{N/2} \int \psi_l(\mathbf{r}) [E_l(\alpha_p) - U(\mathbf{r}, \alpha_p)] \psi_l^*(\mathbf{r}) d\tau = \\ &= 2 \sum_{l=1}^{N/2} E_l(\alpha_p) + \frac{1}{e} \int U(\mathbf{r}, \alpha_p) \rho_-(\mathbf{r}, \alpha_p) d\tau. \quad (9') \end{aligned}$$

§ 3. Бесконечный металл

Мы будем рассматривать очень упрощенную модель металла. Пусть металл будет бесконечным и заполняющим полупространство $x \leq 0$. Мы отвлекаемся от атомистичной структуры металла. Заряд положительных ионов мы мыслим, таким образом, равномерно распределенным во всем полупространстве $x \leq 0$ с постоянной плотностью $\rho_+ = \rho_0$ (для $x \leq 0$) и $\rho_+ = 0$ (для $x > 0$).

Мы вычисляем энергию W бесконечной призмы (от $x = -\infty$ до $x = +\infty$), расположенной перпендикулярно к поверхности металла, с поперечным сечением, представляющим квадрат со стороной L . Эта призма в последующем будет коротко называться «основной призмой».

¹ Мы рассматриваем невозбужденное состояние системы.

При этом вычислении мы исходим из собственных функций $\psi(\mathbf{r}, \alpha_p)$ уравнения Шредингера (15). Мы требуем при этом, чтобы потенциальная функция $U(\mathbf{r}, \alpha_p)$ соответственно нашей модели удовлетворяла следующим условиям: 1) $U(\mathbf{r}, \alpha_p)$ должна зависеть только от одной координаты x ; 2) $U(\mathbf{r}, \alpha_p)$ должна при $x \rightarrow +\infty$ (соответственно при $x \rightarrow -\infty$) стремиться к постоянным предельным значениям¹. Мы выбираем несущественные аддитивные постоянные таким образом, что

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} U(x, \alpha_p) = 0, \quad \lim_{x \rightarrow +\infty} U(x, \alpha_p) = U_a = \text{const.} \quad (16)$$

Постоянная U_a должна быть положительной и не меньшей, чем нулевая энергия E_0 (чтобы воспрепятствовать выходу электронов из металла при нормальных условиях).

В последующем оказывается целесообразным выделить один из параметров α_p так, чтобы вместо $U(x, \alpha_p)$ можно было бы написать $U(x - s, \alpha_p)$. При этом s означает сдвиг кривой потенциала относительно $x = 0$:

$$U(x', \alpha_p), \quad x' = x - s. \quad (17)$$

Так как $U(\mathbf{r}, \alpha_p)$ зависит только от x , то переменные в уравнении Шредингера (15) могут быть разделены:

$$\psi_l(\mathbf{r}, \alpha_p) = \psi_{km}(\mathbf{r}, \alpha_p) = u_k(x, \alpha_p) v_m(y, z). \quad (18)$$

Функцию ψ в ее зависимости от y и z подчиняем обычным условиям «циклической решетки», т. е. требуем, чтобы при смещении конца вектора $\mathbf{r}$ вдоль оси y или z на целое число основных отрезков L функция ψ оставалась бы неизменной, тогда

$$v_m(y, z) = \frac{1}{L} e^{i(p_m y + q_m z)}, \quad p_m = \frac{2\pi n_{2m}}{L}, \quad q_m = \frac{2\pi n_{3m}}{L},$$

где n_{2m} и n_{3m} — целые числа. При этом функции v нормированы в основном квадрате L^2 :

$$\int_0^L dy \int_0^L dz v_l v_m^* = \delta_{lm}.$$

Если электрон находится в состоянии m , то кинетическая энергия его движения в плоскости yz равна

$$\frac{1}{\mu} (p_m^2 + q_m^2) = \frac{4\pi^2}{\mu L^2} (n_{2m}^2 + n_{3m}^2).$$

Отсюда известным образом следует, что число различных состояний $v_m(y, z)$, энергия которых меньше E , равно

$$\frac{1}{4\pi^2} \mu L^2 E.$$

¹ Внутри металла, вдали от его поверхности, потенциал становится постоянным, если отвлечься от неравномерностей, вызываемых атомной структурой.

Если обозначить через E' энергию, отвечающую движению вдоль оси x

$$E = E'_k + \frac{1}{\mu}(p_m^2 + q_m^2),$$

то получаем в целом $\frac{1}{4\pi^2} \mu L^2 (E_0 - E_k)$ состояний, полная энергия которых E не превосходит нулевой энергии E_0 и которые описываются собственными функциями $\psi(\mathbf{r})$, различающимися только зависимостью от y и z , но не от x , т. е. содержащими общий фактор $u_k(x)$. Так как, наконец, $|v_m(y, z)|^2 = 1/L^2$, то сумму, входящую в (7), можно записать следующим образом:

$$\rho_-(\mathbf{r}) = -2e \sum_l |\psi_l(\mathbf{r})|^2 = -2e \sum_{k,m} |u_k(x)|^2 |v_m(y, z)|^2 = -\frac{e\mu}{2\pi} \sum_k (E_0 - E'_k) |u_k(x)|^2. \quad (19)$$

Электронная плотность $\rho_-(\mathbf{r})$ зависит, таким образом, только от x . Из (15) и (18) для функций $u_k(x)$ следует уравнение:

$$\frac{\partial^2 u_k(x')}{\partial x'^2} + \mu [E'_k - U(x', \alpha_p)] u_k(x') = 0, \quad (20)$$

где вместо x введена вспомогательная переменная $x' = x - s$. Так как это уравнение в нашем случае обладает непрерывным спектром, то в (19) следует заменить суммирование по k интеграцией. Если нормировать функции $u_k(x')$ в отношении параметра k (но напр. не по энергии), т. е. подчинить собственные функции $u_k(x')$ вместо условий (14) условиям, которые имеют значимость в случае непрерывного спектра

$$\lim_{\Delta l \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{+\infty} u_k^*(x') dx' \int_{l'-\Delta l}^{l'+\Delta l} u_l(x') dl = \begin{cases} 1, & \text{когда } l' - \Delta l < k < l' + \Delta l, \\ 0, & \text{когда } k' < l' - \Delta l \text{ или } k' > l' + \Delta l, \end{cases} \quad (21)$$

то вместо (19) получается

$$\rho_-(x) = -\frac{e\mu}{2\pi} \int (E_0 - E') |u_k(x)|^2 dk. \quad (19')$$

Теперь рассмотрим несколько подробнее собственные функции $u_k(x')$ уравнения (20). Так как потенциальная функция $U(x', \alpha_p)$ при $x \rightarrow -\infty$ согласно (16) обращается в нуль, то общее решение этого уравнения в области больших отрицательных x имеет вид

$$u_k(x') = A_k (e^{ikx'} + a_k e^{-ikx'}),$$

где A_k и a_k — постоянные и k действительно. Знак k не имеет значения, и мы будем считать $k > 0$. Каждому значению k отвечают два независимых решения $u_k(x')$. Из условия, что функция $u_k(x')$, будучи аналитически продолжена в область $x \gg 0$, должна обращаться в нуль, выбираются определенные решения из всех возможных. В стационарном состоянии не должно быть

тока, перпендикулярного к поверхности металла, отсюда легко вывести, что $|a_k|^2 = 1$ и что, следовательно, $u_k(x')$ имеет вид

$$u_k(x') = C_k \cos(kx' + \beta_k), \quad x \rightarrow -\infty, \quad (22)$$

где β_k действительно. Значение β_k существенно зависит от вида потенциальной функции $U(x', \alpha_p)$ в области поверхности металла.

Из (20), (22) и (16) следует

$$E'_k = \frac{1}{\mu} k^2. \quad (23)$$

Если обозначить значение волнового числа k , соответствующего нулевой энергии E_0 , через k_0 ,

$$E_0 = \frac{1}{\mu} k_0^2, \quad (23')$$

то из (19') получаем

$$\rho_-(x') = -\frac{e}{2\pi} \int_0^{k_0} (k_0^2 - k^2) |u_k(x)|^2 dk. \quad (19'')$$

Что же касается вида собственной функции $u_k(x')$ в области положительной бесконечности ($x \gg 0$), то видно, что согласно (16) и (23) уравнение (20) принимает вид

$$\frac{\partial^2 u_k}{\partial x'^2} + (k^2 - k_a^2) u_k = 0,$$

где k_a — волновое число, соответствующее энергии U_a :

$$U_a = \frac{1}{\mu} k_a^2. \quad (23'')$$

Вместе с тем получается исчезающее в положительной бесконечности асимптотическое выражение для $u_k(x')$:

$$u_k(x') = D_k e^{-\eta_k x'}, \quad x \rightarrow +\infty, \quad (24)$$

где положено

$$\eta_k = \sqrt{k_a^2 - k^2} \quad (24')$$

и D_k — некоторая постоянная (заметим, что $U_a \geq E_0$ и, следовательно, $k_a \geq k_0$).

Нормирующий фактор C_k в асимптотическом выражении (22) для $u_k(x')$ при $x \rightarrow -\infty$ определяется поведением потенциальной функции $U(x', \alpha_p)$ в бесконечности, независимо от ее формы у поверхности металла, и равен $\sqrt{2/\pi}$.

Чтобы доказать это утверждение, разделим область изменения переменнной x' на три части: 1) от $-\infty$ до $-x_0$, 2) от $-x_0$ до $+x_0$ и 3) от $+x_0$ до $+\infty$, причем x_0 означает некоторое положительное число. Выберем x_0 настолько

большим, что вне интервала $-x_0 < x' < x_0$ функция $u_k(x')$ с достаточной точностью может быть заменена через ее асимптотическое выражение (22) и (24)¹. Условие (21) тогда дает (если еще ограничиться случаем $l - \Delta l < k < l + \Delta l$ и положить $l' = k$, $\Delta l = \Delta k$)²

$$\lim_{\Delta k \rightarrow 0} \left\{ \int_{-\infty}^{-x_0} C_k^* \cos(kx' + \beta_k) \int_{k-\Delta k}^{k+\Delta k} C_l \cos(lx' + \beta_l) dx' dl + \right. \\ \left. + \int_{-x_0}^{+x_0} u_k^*(x') \int_{k-\Delta k}^{k+\Delta k} u_l(x') dx' dl + \int_{+x_0}^{+\infty} D_k^* e^{-\eta_k x'} \int_{k-\Delta k}^{k+\Delta k} D_l e^{-\eta_l x'} dx' dl \right\} = 1.$$

Последний член в скобках меньше, чем

$$2 \Delta k |D_k|^2 e^{-\eta_k x_0} \int_{+x_0}^{+\infty} e^{-\eta_k x'} dx',$$

и исчезает при $\Delta k = 0$. То же самое имеет место и для второго члена, который по порядку величины равен

$$2 \Delta k \int_{-x_0}^{+x_0} |u_k|^2 dx',$$

поэтому следует принять во внимание только первый член. C_l и β_l — регулярные функции l , так что в этом члене они могут быть заменены через C_k и β_k (так как $\Delta k \rightarrow 0$), тогда получаем

$$\int_{k-\Delta k}^{k+\Delta k} C_l \cos(lx' + \beta_l) dl = C_k \frac{\sin[(k + \Delta k)x' + \beta_k] - \sin[(k - \Delta k)x' + \beta_k]}{x'} = \\ = \frac{2}{x'} \cos(kx' + \beta_k) \sin(\Delta k x')$$

и вместе с тем

$$\lim_{\Delta k \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{+\infty} u_k^*(x') \int_{k-\Delta k}^{k+\Delta k} u_l(x') dx' dl = \lim_{\Delta k \rightarrow 0} |C_k|^2 \int_{-\infty}^{-x_0} [1 + \cos 2(kx' + \beta_k)] \frac{\sin(\Delta k x')}{x'} dx'.$$

Нужно выбрать C_k так, чтобы этот интеграл равнялся 1. Можно легко доказать, что³

$$\lim_{\Delta k \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos 2(kx' + \beta_k) \frac{\sin(\Delta k x')}{x'} dx' = 0$$

¹ Ошибка, которая при этом возникает, может быть сделана как угодно малой потому, что доказательство остается также справедливым и при $x_0 \rightarrow +\infty$, если только выполнено условие

$$\lim_{\substack{x_0 \rightarrow \infty \\ \Delta k \rightarrow 0}} (x_0 \Delta k) = 0.$$

² Ортогональность функций $u_k(x')$, получающаяся из (21) при $k < l' - \Delta l$ и $k > l' + \Delta l$, тривиальна.

³ Ср. Фок В. А. Начала квантовой механики. Л.: Изд-во Ленинградского ун-та. 1932, С. 157. (См. 2-е доп. изд. этой книги, Фок В. А. Начала квантовой механики. М.: Наука, 1976. С. 213–214.).

$$\lim_{\Delta k \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(\Delta k x')}{x'} dx' = \frac{\pi}{2}.$$

Таким образом, $|C_k| = \sqrt{2/\pi}$, что и требовалось доказать¹.

Условие нормировки (21) будет, следовательно, выполнено, если собственные функции $u_k(x')$ выбраны таким образом, что при $x' \rightarrow -\infty$ $u_k(x')$ принимают следующий асимптотический вид:

$$u_k(x') = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cos(kx' + \beta_k), \quad x' \rightarrow -\infty. \quad (22')$$

Вводя это в выражение (19''), получаем следующее асимптотическое выражение для электронной плотности:

$$\begin{aligned} \rho_-(x') &= -\frac{e}{\pi^2} \int_0^{k_0} (k_0^2 - k^2) \cos^2(kx' + \beta_k) dk = \\ &= -\frac{ek_0^3}{3\pi^2} - \frac{e}{2\pi^2} \int_0^{k_0} (k_0^2 - k^2) \cos 2(kx' + \beta_k) dk, \quad x' \rightarrow -\infty. \end{aligned}$$

Второй член справа является осциллирующей функцией и легко доказать, что его среднее значение равно нулю. Средняя плотность электронных зарядов в металле en (n означает число «свободных» электронов проводимости в единице объема металла), таким образом, равна

$$en = \frac{ek_0^3}{3\pi^2} = \rho_0. \quad (25)$$

Равенство en и $\rho_+ = \rho_0$ следует из того факта, что внутри металл электрически нейтрален. Вводя (25) в (23'), получаем известное выражение для нулевой энергии свободных электронов

$$E_0 = \frac{\pi^2}{\mu} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3}$$

Хотя внутри бесконечный однородный металл электрически нейтрален, однако, его поверхность может быть заряженной. Заряд, приходящийся на единицу поверхности металла (т. е. полный заряд основной призмы, деленный на L^2) обозначим через q . Тогда, очевидно, имеем

$$q(s, \alpha_p) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x) dx = \int_{-\infty}^0 [\rho_0 + \rho_-(x - s, \alpha_p)] dx + \int_0^{+\infty} \rho_-(x - s, \alpha_p) dx \quad (26)$$

¹ Простой вывод этого значения для нормировочной константы можно найти в кн. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. § 21.

(заметим, что $\rho(x') = \rho(x - s)$). Если значение q задано, то (26) означает соотношение между возможными значениями параметров s и α_p , которое должно быть учтено при решении вариационной проблемы. Мы несколько преобразуем это соотношение, вводя вспомогательную переменную $x' = x - s$:

$$q(s, \alpha_p) = \int_{-\infty}^{-s} [\rho_0 + \rho_-(x', \alpha_p)] dx' + \int_{-s}^{+\infty} \rho_-(x', \alpha_p) dx'$$

и дифференцируя по s :

$$\frac{\partial q}{\partial s} = -[\rho_0 + \rho_-(-s, \alpha_p)] + \rho_-(-s, \alpha_p) = -\rho_0,$$

так что получается

$$q(s, \alpha_p) = -s\rho_0 + f(\alpha_p) = -s\rho_0 + q(0, \alpha_p), \quad (26')$$

где $f(\alpha_p) = q(0, \alpha_p)$ не зависит от s . Это соотношение понятно непосредственно. Изменение параметра s на δs означает соответствующее смещение потенциальной кривой $U(x - s, \alpha_p)$ и электронных зарядов $\rho_-(x - s, \alpha_p)$ вдоль оси x . Это смещение эквивалентно смещению поверхности металла $x = 0$ на δs в противоположном направлении, которое в свою очередь может быть произведено посредством удаления слоя положительных зарядов толщиной δs и с плотностью ρ_0 , что непосредственно отвечает уравнению (26'). Заметим, что это уравнение, принимая во внимание (26), может быть написано следующим образом:

$$\rho_0 s = q(0, \alpha_p) - q(s, \alpha_p) = \int_{-\infty}^0 [\rho_0 + \rho_-(x', \alpha_p)] dx' + \int_0^{+\infty} \rho_-(x', \alpha_p) dx' - q. \quad (26'')$$

В заключение еще одно замечание. Из предыдущего следует тот факт, что распределение плотности в спектре энергии электронов, поскольку выполнены условия (16), совсем не зависит от формы потенциальной функции $U(x - s, \alpha_p)$. Так что первый член в выражении (9') для кинетической энергии электронов T зависит только от нулевой энергии металла E_0 , но не от s и α_p и в последующем может быть опущен как постоянный аддитивный член. Поэтому вместо (16) для переменной части кинетической энергии основной призмы, мы можем написать:

$$T' = \frac{1}{e} \int U(\mathbf{r}, \alpha_p) \rho_-(\mathbf{r}, \alpha_p) d\tau = \frac{L^2}{e} \int_{-\infty}^{+\infty} U(x', \alpha_p) \rho_-(x', \alpha_p) dx' \quad (27)$$

(множитель L^2 в последнем члене возник при выполнении интегриации по y и z). Электростатическая энергия же, содержащаяся в основной призме, будет равна (ср. (10'))

$$V = \frac{L^2}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x', \alpha_p) \rho(x', \alpha_p) dx' = \frac{L^2}{2} \int_{-\infty}^{-s} \varphi(x', \alpha_p) [\rho_0 + \rho_-(x', \alpha_p)] dx' + \\ + \frac{L^2}{2} \int_{-s}^{+\infty} \varphi(x', \alpha_p) \rho_-(x', \alpha_p) dx'. \quad (27')$$

Так как плотность электричества $\rho(x')$ в нашей модели зависит только от координаты x , а не от y и z , то, как известно, в этом случае решение уравнения Пуассона дается формулой

$$\varphi(x') = -4\pi \int_{x'}^{\infty} (\lambda' - x') \rho(\lambda') d\lambda', \quad (28)$$

причем константы интегриации выбраны таким образом, что φ и $\partial\varphi/\partial x$ при $x = +\infty$ обращаются в нуль.

§ 4. Вычисление для специального случая

До сих пор наше рассмотрение было достаточно общего характера. Теперь же мы хотим подробно исследовать совсем специальный и наиболее простой случай: потенциальная функция $U(x', \alpha_p)$ вырождается в прямоугольную ступень:

$$U(x') = 0, \quad \text{когда } x' = x - s < 0, \\ U(x') = U_a = \frac{k_a^2}{\mu}, \quad \text{когда } x' = x - s > 0. \quad (29)$$

Так как расстояние s этой ступени от поверхности металла, согласно (26'), однозначно определено через U_a и предписанное значение заряда металла q , то при выполнении вариации (13) варьируются только параметры U_a или соответственно k_a .

Формулы (22) и (24), которые в общем случае выполняются только асимптотически, теперь определяют точно решение во всем пространстве, а именно: (22) слева, а (24) справа от скачка потенциала. Постоянные β_k и D_k

определяются из условий непрерывности U и $\partial U/\partial x$ на скачке потенциала, так что получаем известным образом

$$\begin{aligned} u_k(x') &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cos(kx' + \beta_k), \quad \text{когда } x' < 0, \\ u_k(x') &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cos \beta_k e^{-\eta_k x'}, \quad \text{когда } x' > 0, \\ \eta &= \sqrt{k_a^2 - k^2}, \quad \cos \beta_k = \frac{k}{k_a}, \quad \sin \beta_k = \frac{\eta}{k_a}. \end{aligned} \quad (30)$$

Эти значения нужно подставить в (19''). Вводя новые безразмерные переменные

$$\begin{aligned} \alpha = \frac{k_0}{k_a} = \sqrt{\frac{E_0}{U_a}} \leq 1, \quad t = \frac{k}{k_0} \leq 1, \quad \sigma = 2k_0 s, \\ \xi = 2k_0 x', \quad \xi' = \xi - \sigma, \quad \gamma = \frac{\rho_-}{\rho_0}, \end{aligned} \quad (31)$$

получаем после простых вычислений

$$\begin{aligned} \gamma_i(\xi') &= -1 - \frac{3}{2} \int_0^1 (1 - t^2) \cos(t\xi' + 2\beta_k) dt, \quad \xi' < 0, \\ \gamma_a(\xi') &= -3\alpha^2 \int_0^1 (1 - t^2) e^{-\xi' \frac{1}{\alpha} \sqrt{1 - \alpha^2 t^2}} dt, \quad \xi' > 0, \end{aligned} \quad (32)$$

где индексами i и a отмечаются области $\xi' < 0$ и $\xi' > 0$.

Если ввести далее переменные (31) в (26''), то для незаряженного металла, т. е. для $q = 0$, получаем

$$\sigma = \int_{-\infty}^0 [1 + \gamma_i(\xi')] d\xi' + \int_0^{\infty} \gamma_a(\xi') d\xi'.$$

Сюда нужно вставить значения $\gamma(\xi')$ из (32).

При вычислении интеграла последовательность интегрирований по ξ' и t может быть переставлена, и тогда находим для второго интеграла

$$\int_0^{\infty} \gamma_a(\xi') d\xi' = -3\alpha^2 \int_0^1 \frac{t^2(1 - t^2) dt}{\sqrt{1 - \alpha^2 t^2}} = -\tau_a(\alpha), \quad (33)$$

$$\tau_a(\alpha) = \frac{3}{8\alpha^2} \left[\alpha \sqrt{1 - \alpha^2} (3 - 2\alpha^2) + (4\alpha^2 - 3) \arcsin \alpha \right].$$

Таким же образом, после несколько более длинных вычислений ($\cos \beta_k$ и $\sin \beta_k$ берутся из (30)), получается

$$\int_{-\infty}^0 [1 + \gamma_i(\xi')] d\xi' = \frac{3\pi}{4} - 3\alpha \int_0^1 (1-t^2) \sqrt{1-\alpha^2 t^2} dt = \frac{3\pi}{4} - \tau_i(\alpha),$$

причем

$$\tau_i(\alpha) = \frac{3}{8\alpha^2} \left[(1+2\alpha^2)\alpha\sqrt{1-\alpha^2} + \left(\frac{1}{\alpha^2} + 1 \right) \arcsin \alpha \right]. \quad (34)$$

Вместе с тем находим

$$\sigma(\alpha) = \frac{3\pi}{4} - \tau_i(\alpha) - \tau_a(\alpha) = \frac{3\pi}{4} - \frac{3}{2\alpha^2} \left[\alpha\sqrt{1-\alpha^2} + (2\alpha^2-1) \arcsin \alpha \right]. \quad (35)$$

Эта функция представлена на рис. 1. В то время как α растет от 0 до 1, $\sigma(\alpha)$, оставаясь положительной, монотонно падает от $3\pi/4$ до 0. Этот характер изменения функции $\sigma(\alpha)$ понятен непосредственно. При $\alpha = 0$, т. е. при бесконечно высокой ступени потенциала $U_a = \infty$, ни один электрон не может проникнуть за плоскость $x' = x - s = (1/2k)(\xi - \sigma) = 0$, совпадающую

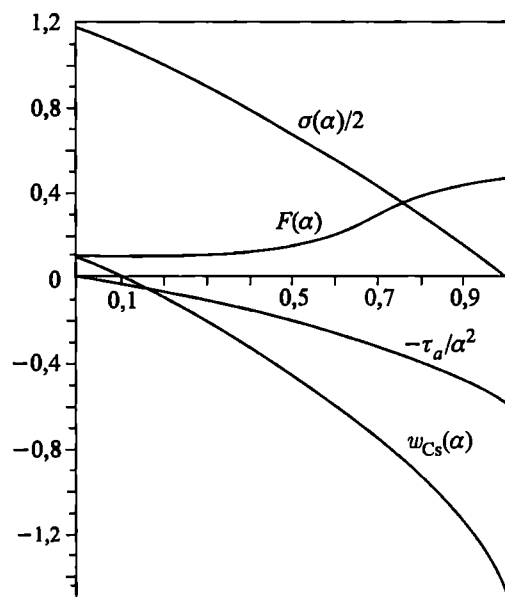


Рис. 1

со скачком потенциала; плотность электронов справа от ступени равна, таким образом, нулю и на известном отрезке слева от нее меньше, чем внутри металла. Но так как полный заряд металла, по нашему предположению, равен нулю, то ступень потенциала должна быть несколько выдвинута наружу относительно поверхности металла: иначе на поверхности металла был бы некоторый нескомпенсированный излишек положительного заряда. Максимальное значение этого смещения равно некоторой доле межуатомных расстояний, так как оно составляет

$$s = \frac{\sigma}{2k_0} = \frac{3\pi}{8k_0} = \frac{3}{16} \lambda_0,$$

где $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ означает длину волны де Бройля самого быстрого электрона при $T = 0$ К. Если скачок потенциала становится меньше, т. е. α больше, то электрическая нейтральность металла достигается при меньших смещениях s , пока, наконец, при $U_a = E_0$ и $\alpha = 1$ s не обращается в нуль, и тогда скачок потенциала совпадает с границей металла. В этом предельном случае электронное облако в наиболь-

шей степени простирается во внешнее пространство по ту сторону скачка потенциала, и отрицательный заряд этой части электронного облака как раз компенсируется излишком положительного заряда в поверхностном слое металла.

С помощью (33) получается также весьма простое выражение для кинетической энергии электронов. Именно, из (27), (29) и (31) имеем

$$T' = \frac{L^2}{e} \int_{-\infty}^{+\infty} U(x') \rho_-(x') dx' = \frac{L^2 U_a \rho_0}{2k_0 e} \int_0^{\infty} \gamma_a(\xi') d\xi' = -\frac{L^2 U_a \rho_0 \tau_a}{2k_0 e}. \quad (36)$$

Что же касается электрического потенциала $\varphi(x)$, то из (28) получается, если сюда ввести безразмерные переменные (31) и положить $2k_0 \lambda' = \eta$,

$$\varphi(\xi') = -\frac{4\pi\rho_0}{(2k_0)^2} \int_{\xi'}^{\infty} (\eta' - \xi') [\gamma_-(\eta') + \gamma_+(\eta')] d\eta',$$

причем

$$\gamma_+(\xi') = \frac{\rho_+(\xi')}{\rho_0} \begin{cases} 1, & \text{когда } \xi' < -\sigma, \text{ т. е. } \xi < 0, \\ 0, & \text{когда } \xi' > -\sigma, \text{ т. е. } \xi > 0. \end{cases}$$

Введя вместо φ новую безразмерную переменную

$$\omega(\xi') = -\frac{k_0^2}{\pi\rho_0} \varphi(\xi') \quad (37)$$

и принимая во внимание (33), после простого вычисления получим

$$\begin{aligned} \omega(\xi') &= \omega_a(\xi') = \int_{\xi'}^{\infty} (\eta' - \xi') \gamma_a(\eta') d\eta', & \xi' > 0, \\ \omega(\xi') &= \omega_g(\xi') = \tau_a \xi' + \int_0^{\infty} \eta' \gamma_a(\eta') d\eta' + \int_{\xi'}^{\infty} (\eta' - \xi') \gamma_i(\xi') d\xi', & -\sigma < \xi' < 0, \\ \omega(\xi') &= \omega_i(\xi') = \tau_a \xi' + \int_0^{\infty} \eta' \gamma_a(\eta') d\eta' + \sigma \xi' + \frac{\sigma^2}{2} + \\ &+ \int_{\xi'}^{\infty} (\eta' - \xi') [1 + \gamma_i(\xi')] d\xi', & \xi' < -\sigma. \end{aligned} \quad (38)$$

Наконец, из (27'), (31) и (37) получается

$$V = -\frac{L^2 \pi \rho_0^2}{4k_0^3} \int_{-\infty}^{+\infty} [\gamma(\xi') + \gamma_+(\xi')] \omega(\xi') d\xi' = BF(\alpha), \quad (39)$$

где введены обозначения:

$$B = \frac{\pi L^2 \rho_0^2}{4k_0^2} \quad (39')$$

и

$$-F(\alpha) = \int_{-\infty}^{-\sigma} [1 + \gamma_i(\xi')] \omega_i(\xi') d\xi' + \int_{-\sigma}^0 \gamma_i(\xi') \omega_g(\xi') d\xi' + \int_0^{+\infty} \gamma_a(\xi') \omega_a(\xi') d\xi'. \quad (39'')$$

Дальнейшие вычисления с точными значениями (32) величины $\gamma(\xi')$ были бы крайне сложны. Поэтому мы аппроксимируем эти функции следующими более простыми функциями: $\gamma'_i(\xi')$ и $\gamma'_a(\xi')$. Подынтегральное выражение в интеграле (32) для $\gamma_a(\xi')$ падает экспоненциально с ξ' , и поэтому $\gamma_a(\xi')$ может быть аппроксимирована следующей простой экспоненциальной функцией:

$$\gamma_a(\xi') = -C e^{-\lambda \xi'}, \quad (40)$$

причем постоянные C и λ определяются таким образом, что 1) $\gamma'_a(0) = \gamma_a(0)$ и 2) что полный заряд электронного облака, находящегося за скачком потенциала, остается неизменным:

$$\int_0^{\infty} \gamma'_a(\xi') d\xi' = \int_0^{\infty} \gamma_a(\xi') d\xi' = -\tau_a(\alpha).$$

Эти условия дают

$$C = \frac{2}{5} \alpha^2, \quad \lambda = \frac{C}{\tau_a}. \quad (40')$$

Что же касается функции $\gamma'_i(\xi')$, то посредством интегрирования по частям ее можно представить в виде ряда

$$\gamma_i(\xi') + 1 = a \left(\frac{\cos \xi'}{\xi'^2} - \frac{\sin \xi'}{\xi'^3} \right) + b \left(\frac{\sin \xi'}{\xi'^2} + \frac{3 \cos \xi'}{\xi'^3} - \frac{3 \sin \xi'}{\xi'^4} \right) + \dots, \quad (41)$$

где $a, b, \dots$ суть определенные функции α . Каждый член этого ряда остается при $\xi' = 0$ конечным и содержит высшие отрицательные степени ξ' , нежели предыдущий. Мы обрываем этот ряд на втором члене и определяем константы a и b тем же путем, что и константы C и λ , т.е. так, что $\gamma'_i(0) = \gamma_i(0)$ и разность между полным зарядом электронного облака, находящегося внутри скачка потенциала, и зарядом, который отвечал бы равномерной плотности электронов $\rho_- = -\rho_0$ (т.е. $\gamma_i = -1$), при этой аппроксимации оставалась бы неизменной:

$$\int_{-\infty}^0 [1 + \gamma'_i(\xi')] d\xi' = \int_{-\infty}^0 [1 + \gamma_i(\xi')] d\xi' = \frac{3\pi}{4} - \tau_i(\alpha).$$

Эти условия дают:

$$a = 3(C - 1), \quad b = 3 \left(\frac{3\pi}{4} C - \tau_i(\alpha) \right), \quad (41')$$

причем $1 + \gamma'_i(\xi')$, как сказано, определяется двучленной формулой (41).

Теперь следует с этими значениями $\gamma'(\xi')$ вычислить «приведенный» электрический потенциал $\omega(\xi')$ по формуле (38). Простое вычисление дает

$$\omega_a(\xi') = \frac{\tau_a}{\lambda} e^{-\lambda \xi'},$$

$$\begin{aligned} \omega_g(\xi') = a - \frac{\tau_a}{\lambda} + \xi' \left(\tau_a - \frac{b}{3} \right) - \frac{\xi'^2}{2} - \frac{a}{2} \left(\cos \xi + \frac{\sin \xi'}{\xi'} \right) + \\ + \frac{b}{2} \left(\frac{\cos \xi'}{\xi'} - \frac{\sin \xi'}{\xi'^2} \right) - \frac{1}{2} (a\xi' - b) \text{Si}(\xi'), \quad (42) \end{aligned}$$

$$\omega_i(\xi') = \omega_g(\xi') + \frac{1}{2} (\sigma + \xi')^2,$$

где введено обычное обозначение

$$\text{Si}(\xi) = \int_0^{\xi} \frac{\sin \eta}{\eta} d\eta.$$

Таким образом, в положительной бесконечности приведенный потенциал ω обращается в нуль, в отрицательной же бесконечности (т. е. внутри металла) получается следующее асимптотическое выражение (с учетом равенства $\text{Si}(-\infty) = -\pi/2$):

$$\omega = a - \frac{\tau}{\lambda} + \frac{\pi b}{4} + \frac{\sigma^2}{2} + \xi' \left(\tau_a - \frac{b}{3} + \frac{\pi a}{4} + \sigma \right) - \frac{a \cos \xi'}{2}, \quad \xi' \rightarrow -\infty.$$

Множитель, стоящий в скобках, тождественно равен нулю (см. (35) и (41')), так что внутри металла ω стремится к постоянному значению, если не учитывать быстро осциллирующий член $-(a \cos \xi')/2$, как это и следовало ожидать. Пренебрегая этим членом и используя уравнение (37), легко определить разность ΔU потенциальной энергии электрона вне и внутри металла:

$$\Delta U = -e[\varphi(+\infty) - \varphi(-\infty)] = e\varphi(-\infty) = \frac{e^2 k_0}{3\pi} \left(\frac{\tau_a}{\lambda} - a - \frac{\pi b}{4} - \frac{b^2}{2} \right). \quad (43)$$

Подставляя (42) в (39''), получим после элементарного, но весьма кропотливого интегрирования следующий результат:

$$\begin{aligned} F(\alpha) = \frac{V}{B} = \frac{\tau_a^2}{2\lambda} + a\sigma + \frac{\sigma^3}{3} + \pi \left(\frac{a^2}{6} + \frac{b^2}{15} - \frac{\pi ab}{16} + \frac{a\sigma^2}{4} \right) - \\ - \left(\frac{a\sigma}{2} + b \right) \left(\cos \sigma + \frac{\sin \sigma}{\sigma} + \sigma \text{Si}(\sigma) - 2 \right) - a \text{Si}(\sigma). \quad (44) \end{aligned}$$

В этом и следующем параграфе мы будем пренебрегать энергией обмена A и поэтому на основе (36) и (39) для энергии основной призмы получаем

$$W' = V + T' = BF(\alpha) - \frac{L^2 U_a \rho_0}{2ek_0} \tau_a(\alpha),$$

или

$$W' = B \left[F(\alpha) - p \frac{\tau_a}{\alpha^2} \right], \quad (45)$$

где

$$p = \frac{\alpha^2}{B} \frac{L^2 U_a \rho_0}{2ek_0} = \frac{2\pi h^2 k_0}{me^2}.$$

Обозначая радиус первой боровской орбиты атома водорода через $a_0 = h^2/me^2$, получим

$$p = 3\pi a_0 k_0.$$

Целесообразно выразить k_0 через число свободных электронов проводимости Z на атом и грамм-атомный объем.

Тогда согласно (25) получается

$$k_0 = \pi \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{1/3} = \pi \left(\frac{3ZN_0}{\pi V} \right)^{1/3}, \quad n = \frac{ZN_0}{V}, \quad (46)$$

где N_0 означает число Авогадро. Внося это в предыдущее уравнение и подставляя численные значения универсальных постоянных a_0 и N_0 , получим

$$p = 13,2 \left(\frac{Z}{V} \right)^{1/3}, \quad (47)$$

где V выражено в см^3 .

§ 5. Форма кривой энергии и определение высоты скачка потенциала

Результат § 4 выражается формулой (45), с помощью которой мы должны определить то значение единственного параметра $\alpha = k_0/k_a = \sqrt{E_0/U_a}$, которое отвечает минимуму полной энергии W' . Так как постоянная B не зависит от α , то мы можем рассматривать вместо W' функцию

$$w(\alpha, p) = \frac{W'}{B} = F(\alpha) - p \frac{\tau_a(\alpha)}{\alpha^2}. \quad (45')$$

Здесь p — единственная величина, которая зависит от свойств исследуемого металла, и определяется плотностью электронов; $F(\alpha)$ и $\tau_a(\alpha)$ являются, напротив, универсальными функциями α .

Функции $F(\alpha)$ и $-\tau_a(\alpha)/\alpha^2$ представлены графически на рис. 1. Общий характер изменения этих функций понятен без вычислений. $F(\alpha)$ пропорци-

ональна полной электростатической энергии $V = \frac{1}{2} \int \rho \varphi d\tau$, $\frac{\tau_a}{\alpha^2}$ — переменной части F' кинетической энергии электронов. Эта часть отрицательна, так как справа от скачка потенциала электроны обладают отрицательной кинетической энергией

$$E_0 - U_a = \frac{1}{\mu} k_0^2 - \frac{1}{\mu} k_a^2,$$

и так как только второй член зависит от α , то рассматриваемая часть кинетической энергии пропорциональна произведению $(-1/\mu)k_a^2 = -U_a$ на число электронов, находящихся во внешнем пространстве. Если скачок потенциала U_a бесконечно высок ($\alpha = 0$), то число этих электронов равно нулю. Так что кривая τ_a/α^2 при $\alpha = 0$ начинается с нуля, а затем при увеличении α (т.е. при уменьшении U_a) монотонно падает.

Электростатическая энергия $V = BF(\alpha)$, напротив, всегда положительна и монотонно растет вместе с α . Именно, она тем больше, чем более разделены у поверхности металла положительные и отрицательные заряды, т.е. где более простирается за скачок потенциала электронное облако¹.

Чтобы определить функцию энергии $w(\alpha, p)$, нужно согласно (45') знать значение p для рассматриваемого металла. Для цезия $Z = 1$ и $V = 70,6 \text{ см}^3$, так что согласно (47) $p = 3,2$. Для этого значения p на рис. 1 дана кривая $w_{Cs}(\alpha)$. Как видно, при увеличении α (т.е. при уменьшении скачка потенциала U_a) w монотонно падает: прирост отрицательной части кинетической энергии $-p\tau_a/\alpha^2$ перевешивает прирост положительной электростатической энергии $F(\alpha)$. Но Cs одновалентен и из всех металлов имеет наибольший атомный объем V , так что ему отвечает наименьшее возможное значение множителя p . Для всех других металлов характер кривой энергии $w(\alpha)$ еще в большей степени определяется членом $-p\tau_a/\alpha^2$ и, таким образом, мы приходим к общему результату первой части нашей работы.

Минимум энергии металла при переменной высоте скачка потенциала U_a на его поверхности достигается (по крайней мере тогда, когда отвлекаемся от энергии обмена A) при $\alpha = 1$, т.е. при $U_a = E_0$. Таким образом, скачок потенциала равен нулевой энергии E_a электронов и как раз достаточен для того, чтобы удерживать электроны при $T = 0 \text{ К}$ внутри металла, но ничего не прибавляет к работе выхода.

Хотя функция $w(\alpha)$ в точке $\alpha = 1$, строго говоря, не обладает, собственно, никаким минимумом, так как производная $\partial w/\partial \alpha$ не обращается в нуль в этой точке, однако было бы физически бессмысленным продолжать функцию $w(\alpha)$ по ту сторону от $\alpha = 1$, так как тогда скачок потенциала U_a был бы при $\alpha > 1$ меньше чем E_0 и электроны выходили бы из металла. Также и с чисто математической точки зрения область задания введенных нами функций ограничивается областью $\alpha < 1$ (при $\alpha > 1$ получается, например, из (45') комплексное значение для $w(\alpha)$). Таким образом, вычисленное первое приближение действительно дает для α значение 1.

¹ Уменьшение смещения σ (соответственно s) скачка потенциала относительно поверхности металла оказывает противоположное влияние на V , однако не изменяет положение вещей.

Нужно заметить следующее. Вычисленная по нашему методу разность ΔU потенциальной энергии электронов вне и внутри металла определяется уравнением (43). С другой стороны, эта разность была исходным пунктом вычислений с U_a . Так что строгое вычисление значения ΔU должно бы давать

$$\Delta U = U_a = \frac{k_a^2}{\mu} = \frac{k_0^2}{\mu \alpha^2}. \quad (48)$$

Это уравнение можно было бы употребить для вычисления приближенного значения α независимо от вычислений минимума энергии в смысле метода «согласованного поля» Хартри. Внеся в (48) значение ΔU из (43), после простого вычисления легко убедиться, что уравнение (48) не может быть удовлетворено ни при каких значениях α , но что наилучшее приближение достигается при $\alpha = 1$.

§ 6. Работа силы электрического изображения

При вычислении работы силы электрического изображения мы поступим следующим образом. Поле, действующее на электрон, пусть опять аппроксимируется подходящей функцией $U(x', \alpha_p) = U(x - s, \alpha_p)$. Мы принимаем, что обсужденная в § 2 и 3 вариационная проблема для незаряженного металла, т. е. для $q = 0$ (уравнение (26)), уже решена, и обозначим через s_0 и α_{p0} те значения параметров s и α_p , которые отвечают минимуму энергии металла. Пусть теперь удаляют из металла один электрон из каждых L^2 см² его поверхности, т. е. один электрон из каждой основной призмы. Так что теперь в (26'') q равно e/L^2 . Для этого значения q следует вновь решить вариационную проблему; соответствующие значения s и α_p обозначим через $s_0 + \delta s$ и $\alpha_{p0} + \delta \alpha_{p0}$. Приращение энергии основной призмы при удалении из нее одного электрона будет составлять

$$\Delta W = W(s_0 + \delta s, \alpha_{p0} + \delta \alpha_{p0}) - W(s_0, \alpha_{p0}). \quad (49)$$

Выполняя здесь переход к пределу $L \rightarrow \infty$, получим искомую работу выхода электронов χ , так как, когда поперечное сечение основной призмы становится бесконечным, она охватывает весь металл, и рассматриваемый в этом предельном случае процесс отвечает удалению одного электрона из всего металла. В конечном состоянии металл, таким образом, будет опять незаряженным, или, точнее говоря, заряд e распределяется по всей бесконечной поверхности металла с плотностью равной нулю¹.

При вычислении ΔW по уравнению (48) нужно заметить, что параметры s и α_p не независимы, а связаны между собой соотношением (26'') и с зарядом $q = e/L^2$. Соответственно этому мы будем рассматривать величину s как

¹ Уравнение (49) выполняется только при том условии, что потенциал φ нормирован таким образом, что он исчезает в бесконечности (вне металла) (ср. § 1), в то время как потенциал заряженного металла, напротив, растет неограниченно при удалении от металла по закону $\varphi = 2\pi\sigma x$, где σ означает плотность поверхностных зарядов. Но, во-первых, при $L \rightarrow \infty$ φ стремится к нулю и, во-вторых, эта трудность связана с представлением о бесконечном металле и, таким образом, не имеет никакого физического значения.

определенную посредством (26'') функцию q и α_p . Мы разлагаем ΔW по степеням $\delta\alpha_p$ и δs :

$$\delta s = \sum_p \frac{\partial s}{\partial \alpha_p} \delta \alpha_p + \frac{\partial s}{\partial q} \delta q.$$

Так как приращение заряда обратно пропорционально поперечному сечению основной призмы L^2 , а ее энергия W , напротив, пропорциональна L^2 , то при $L \rightarrow \infty$ только первые члены разложения будут оставаться конечными и мы получаем

$$\Delta W = \sum_p \left[\frac{\partial W(s, \alpha_p)}{\partial \alpha_p} + \frac{\partial W(s, \alpha_p)}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial \alpha_p} \right] \delta \alpha_p + \frac{\partial W(s, \alpha_p)}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial q} \delta q,$$

где следует взять значения производных $\partial W/\partial \alpha_p$ и $\partial W/\partial s$ для $\alpha_p = \alpha_{p0}$ и $q = 0$. Эти значения α_{p0} являются как раз решениями вариационной проблемы для незаряженного металла и, следовательно, удовлетворяют уравнениям

$$\frac{\partial W}{\partial \alpha_p} + \frac{\partial W}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial \alpha_p} = 0.$$

Таким образом, предыдущее уравнение упрощается:

$$\Delta W = \frac{\partial W}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial q} \delta q.$$

Заимствуя из (26'') соотношение $\partial s/\partial q = -1/\rho_0$ и полагая $\delta q = e/L^2$, получаем

$$\Delta W = -\frac{\partial W}{\partial s} \frac{e}{L^2 \rho_0}. \quad (50)$$

Кинетическая энергия T и энергия обмена A (уравнения (27) и (11)) не зависят от смещения s потенциальной кривой $U(x-s, \alpha_p)$ относительно поверхности металла $x=0$, так как электронное облако $\rho_-(x-s, \alpha_p)$ смещается при этом как целое в направлении оси OX . Таким образом,

$$\frac{\partial W}{\partial q} = \frac{\partial}{\partial s}(T + A + V) = \frac{\partial V}{\partial s}.$$

Чтобы теперь определить $\partial V/\partial s$ или $\Delta V = (\partial V/\partial s) \delta s$, нужно иметь в виду, что смещение электронного облака вдоль оси OX на отрезок δs вполне эквивалентно противоположному смещению поверхности металла на тот же отрезок δs , которое со своей стороны может быть произведено удалением с поверхности металла слоя положительного заряда ионов толщиной δs . Это отвечает изменению полного заряда основной призмы на $-L^2 \rho_0 \delta s$. Обозначая вычисленное для случая незаряженного металла значение электрического потенциала на поверхности металла через $\varphi(0)$, для отвечающего смещению δs изменения электрической энергии получим

$$\delta V = -\varphi(0)L^2 \rho_0 \delta s,$$

и, следовательно¹,

$$\frac{\partial V}{\partial s} = -\varphi(0)L^2\rho_0.$$

Вводя это значение в (50), получим, наконец,

$$\Delta W = e\varphi(0). \quad (51)$$

Таким образом, выходу электрона из металла отвечает в нашей картине определенное смещение всего электронного облака $\rho_-(x-s, \alpha_p)$, которое увеличивает полный заряд металла на величину e . Так что в случае бесконечного металла (равным образом как и в случае металлического куска макроскопических размеров) не имеет смысла говорить о полном числе электронов и утверждать, что это число по выходе одного электрона уменьшилось на единицу².

В формуле (51), которая уже была обсуждена в § 1, представлен результат наших исследований. Она дает затрату работы, необходимую для удаления электрона из металла. Выражая, как обычно, эту работу в эквивалентных электронвольтах и обозначая ее через χ , получим

$$\chi = \frac{\Delta W}{e} = \varphi(0), \quad (52)$$

т. е. χ равно разности потенциалов у поверхности металла ($x=0$) и в положительной бесконечности ($\varphi(+\infty)=0$).

Формула (52) отличается известной общностью в том смысле, что она не зависит от специальной формы потенциальной функции $U(x-s, \alpha_p)$. Чтобы определить значение χ по (52), нужно, конечно, положить в основание расчета некоторую подходящую функцию U , которая в нулевом приближении определяла бы форму потенциала. Мы рассмотрим два специальных случая. Во-первых, уже просчитанный в § 4 и 5 случай простого потенциального скачка (уравнение (29)). При этом мы воспользовались не приближенным значением (42) для приведенного потенциала $\omega(\xi')$, а точными уравнениями (32) и (38). Полагая в этих формулах $\alpha=1$, как это следует из результатов § 5,

¹ Это уравнение может быть также выведено из формулы (ср. (10'))

$$\delta V = \frac{L^2}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (\rho + \delta\rho)(\varphi + \delta\varphi) dx',$$

которая, если пренебречь членами второго порядка относительно $\delta\rho$ и $\delta\varphi$, и учесть, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi \delta\rho dx' = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta\varphi \rho dx',$$

даст

$$\delta V = L^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi \delta\rho dx'.$$

² В случае отдельного атома, напротив, работа ионизации равна разности энергии нейтрального атома и иона с числом электронов, уменьшенным на 1 (если потенциал в бесконечности равен нулю).

и замечая, что при этом σ согласно (35) равно нулю и, следовательно, $x' = x$, $\xi' = \xi$, получим

$$\omega(0) = \omega_a(0) = \int_0^{\infty} \eta \gamma_a(\eta) d\eta = -3 \int_0^{\infty} \eta d\eta \int_0^1 (1-t^2)t^2 e^{-\eta\sqrt{1-t^2}} dt.$$

Меняя порядок интегрирования, находим¹

$$\omega(0) = -3 \int_0^1 t^2 dt = -1$$

и, таким образом, по уравнению (37)

$$\varphi(0) = -\frac{\pi\rho_0}{k_0^2}\omega(0) = \frac{\pi\rho_0}{k_0^2}.$$

Вводя сюда значения ρ_0 и k_0 из (25) и (46), получим окончательно

$$\chi = \varphi(0) = \frac{ek_0}{3\pi} = \frac{e}{3} \left(\frac{3N_0}{\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{Z}{V} \right)^{1/3} \quad (53)$$

или, подставляя сюда численные значения универсальных постоянных,

$$\chi = 4,0 \left(\frac{Z}{V} \right)^{1/3} [\text{эВ}], \quad (53')$$

где V измерено в см^3 .

Прежде чем сравнивать эту формулу с экспериментальными результатами, мы вычислим $\varphi(0)$ еще другим способом. Аппроксимация кривой потенциала $U(x-s, \alpha_p)$ посредством прямоугольной ступени является все же крайне грубым приближением и следует ожидать, что вычисление электрического потенциала φ по простому методу Томаса–Ферми будет давать лучшее приближение. Этот метод был применен к рассматриваемой нами модели металла (бесконечный металл с плоской поверхностью, без учета атомистической структуры) Френкелем². Френкель получает следующее выражение для потенциала во внешнем пространстве (т. е. при $x > 0$):

$$\varphi(x) = \frac{b}{(a+x)^4}, \quad (54)$$

¹ Из приближенного уравнения (42) вместо $\omega(0) = -1$ получается $\omega(0) = 0,87$.

² Френкель Я., loc. cit. В работе Френкеля следует исправить некоторые опечатки. В выражениях для a и b нужно заменить $1/8$ на 2 и в формуле (8а) знак минус перед интегралом должен быть убран.

где постоянная b имеет значение

$$b = \left(2\sqrt{\frac{5}{\mu}} \right)^{1/4}, \quad \mu = \frac{4e}{3\pi\hbar^3} (2me)^{3/2}.$$

Постоянная a определяется из условий непрерывности для $\partial\varphi/\partial x$ на поверхности металла $x = 0$.

Именно, в металле (при $x < 0$)

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)^2 = \frac{4}{5}\mu\varphi^{5/2}(x) - 2\mu\varphi_1^{3/2}\varphi(x) + \frac{6}{5}\mu\varphi_1^{5/2}, \quad x < 0,$$

где

$$\varphi_1 = \frac{4\pi en^{2/3}}{\mu} = \frac{\hbar^2}{2me} 3\pi^2 n^{2/3}$$

(n означает число свободных электронов в единице объема металла). Но согласно (54)

$$\varphi(0) = \frac{b}{a^4}, \quad \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)_{x=0} = -\frac{4b}{a^5} = -4b^{1/4}\varphi^{5/4}(0) = -2\sqrt{\frac{\mu}{5}}\varphi^{5/4}(0).$$

Таким образом, упомянутое условие непрерывности дает

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)_{x=0} = -\frac{4}{5}\mu\varphi^{5/2}(0) - 2\mu\varphi_1^{3/2}\varphi(0) + \frac{6}{5}\mu\varphi_1^{5/2} = \frac{4}{5}\mu\varphi^{5/2}(0),$$

и отсюда получается

$$\varphi(0) = \frac{3}{5}\varphi_1 = \frac{3\hbar^2}{10me} (3\pi^2 n)^{2/3}. \quad (55)$$

Величина $e\varphi(0)$, а вместе с тем и работа выхода электронов по этой формуле в точности равна вычисляемой по теории Зоммерфельда средней кинетической энергии электронов (при $T = 0$ К), которая со своей стороны составляет 3/5 от нулевой энергии

$$e\chi = \frac{\overline{mv^2}}{2} = \frac{3}{5}E_0. \quad (56)$$

Заменяя в (55) n через $N_0 Z/V$ (уравнение (46)) и внося численное значение универсальных постоянных, получим

$$\chi = \varphi(0) = 15,6 \left(\frac{Z}{V} \right)^{2/3} [\text{эВ}], \quad (55')$$

где V опять выражено в см^3 .

§ 7. Сравнение с опытом

Зависимость вычисленной по формуле (55') работы выхода χ от величины $(1/V)^{1/3}$ представлена на рис. 2 для одно- и двухвалентных металлов, соответственно сплошной и штриховой кривыми. Далее, на этом же рисунке нанесены экспериментально измеренные значения χ . Эти значения не очень надежны и результаты различных наблюдателей весьма широко отличаются друг от друга. Области значений χ , внутри которых укладываются эти данные, представлены на рисунке вертикальными отрезками и заимствованы из сводки Гуддена¹.

Из рисунка видно², что обе формулы (53') и (55') правильно передают порядок величины χ . Последняя формула (55') также дает правильный ход χ в периодической системе. Как и ожидалось, эта формула находится в значительно лучшем согласии с опытом, нежели первая. Расхождение между измеренными и вычисленными по формуле (55') значениями χ для щелочных металлов лежит частично в пределах ошибок измерений, однако при неточности наших приближений это скорее следует приписать случайности. Для двухвалентных металлов и металлов с малым атомным объемом (Au, Ag и т. д.) совпадение несколько хуже.

Следует особенно отметить те (пока немногие) металлы, для которых имеются действительно надежные значения χ , вычисленные по методу Фаулера³ из фотоэлектрических измерений. Для

этих металлов мы вычислили «эффективную валентность» Z^* , внося в формулу (55') измеренные значения χ и V . Эти числа сопоставлены в следующей таблице:

Числа Z^* оказываются слишком большими. При грубости нашей модели металла и при употреблении приближенного метода Ферми, едва ли можно было бы ожидать лучшего совпадения с опытом, чем то, которое дается этой таблицей и на рис. 2. Во всяком случае, нам кажется оправданным то заключение, что работа выхода электронов в существенном обуславливается

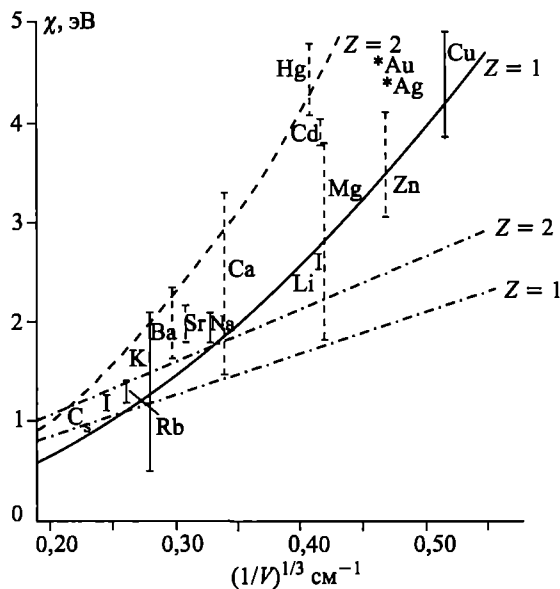


Рис. 2

¹ Gudden B. Lichtelektrische Erscheinungen. Berlin, Springer, 1928.

² Расчет по формуле (53') представлен на рис. 2 штрихпунктирными кривыми.

³ Fowler R. H. // Phys. Rev. 1931. Bd. 38. S. 45. Дальнейшее см. также Blochinzew D. // Phys. Z. Sowjetunion 1932. V. 1. P. 781.

	χ	V	Z^*
Ag	4,69	10	1,65
Au	4,74	10	1,68
Ta	4,06	10,1	1,34
Wo	4,63	9,9	1,60

не скачком потенциала на границе металла, а силами электрического изображения.

Научно-исследовательский институт физики
Московского государственного университета

Поступила
29 ноября 1932 г.

Комментарий. В начале 30-х годов большое внимание привлекала к себе физика твердого тела и, в частности, теория металлов. Новая теория, квантовая механика, позволяла глубже и полнее описывать многие тепловые и электронные свойства металлов, в том числе их поверхностные свойства и контактные явления.

В 1931 г. И. Е. Тамм и С. П. Шубин опубликовали работу «К теории фотоэффекта в металлах» // *Z. Physik*. 1931, V. 68. P. 97, где они изучали «...фундаментальный вопрос: почему вообще становится возможным поглощение светового кванта электроном проводимости и, в частности, фотоэффект?» Таким образом, фотоэффект в металлах является более сложным явлением, чем фотоэлектрический эффект на атомах (о фотоэлектрическом эффекте на атомах см. § 95 в книге: *Блохинцев Д. И.* Основы квантовой механики. 5-е изд. М.: Наука, 1976). Как отмечали И. Е. Тамм и С. П. Шубин, «...поглощение светового кванта на свободном электроном проводимости — это в сущности не что иное, как фотоэффект в широком смысле слова. Хотя при этом фотоэлектрическая эмиссия очень мала по сравнению с поглощенной световой энергией, т. е. при обычных условиях во внешнем пространстве только малая доля электронов проводимости может поглотить кванты, но все фотопроцессы должны рассматриваться *единообразно*, независимо от того, вырывается ли фотоэлектрон из металла или нет». В работе И. Е. Тамма и С. П. Шубина делался вывод о том, что «фотоэмиссия металлов (как и поглощение ими света вообще) становится возможной из-за скачка потенциала на границе металл-вакуум». Дополнительные разъяснения были даны в работе: *Tamm I. E.* // *Phys. Rev.* 1932. V. 39. P. 170, в связи с критикой теории Тамма-Шубина, высказанной Я. И. Френкелем. В последующие годы было установлено (см. *Аут И., Генцов Д., Герман К.* Фотоэлектрические явления: Пер. с нем. М., Мир, 1980), что количество эмитируемых электронов (величина фототока) пропорционально интенсивности падающего излучения. Каждое вещество характеризуется своей работой выхода электрона при опре-

деленном состоянии его поверхности. При этом существует длинноволновая граница фотоэлектронной эмиссии, за которой фотоэлектрический эффект не наблюдается. Длинноволновой границе соответствует пороговая энергия фотонов.

Длинноволновая граница фотоэлектронной эмиссии из металлов λ определяется величиной их работы выхода χ ($\chi = hc/\lambda$). Для чистых поверхностей большинства металлов $\chi > 3$ эВ. При энергии фотонов вблизи порога $h\nu \leq 1,5 h\nu_0$ спектральную характеристику и температурную зависимость фотоэлектронной эмиссии из металлов обычно описывают феноменологической теорией Фаулера (см. работы: *Лукирский П. И.* // УФН. 1929. Т. 9. С. 277; *Fowler R. H.* // Proc. Roy. Soc. A. 1929. V. 122. P. 36; 1930. V. 128. P. 123; *Fowler R. H.* // Phys. Rev. 1931. V. 38. P. 45).

В 1932 г. появилась работа Д. И. Блохинцева «О температурной зависимости фотоэффекта на чистых металлах» (Phys. Z. Sowjetunion. 1932. V. 1. P. 781–797) в русле работы И. Е. Тамма и С. П. Шубина.

Следует отметить, что при нагревании твердого тела до достаточно высоких температур с одновременным наложением на него электромагнитного поля происходит испускание электронов — термоэлектронная эмиссия (принцип действия нити накала). Энергия, необходимая для удаления одного электрона из твердого тела, отнесенная к одному атому, называется *работой выхода электрона*. Этот параметр отличается от потенциала ионизации тем, что он характеризует энергию, требующуюся для удаления электрона из металла, рассматриваемого как единая система атомов.

В статье «О работе выхода электронов из металлов» И. Е. Тамм и Д. И. Блохинцев предлагают использовать квантовую механику для определения работы выхода χ электронов из металла. Они вводят упрощающие предположения, опираясь на физический смысл изучаемой проблемы. Используется приближенный метод Томаса–Ферми, «... так как речь идет о понимании общих соотношений» (о методе Томаса–Ферми см. монографию *Гамбош П.* Статистическая теория атома и ее применения. М.: ИЛ, 1951, где также процитирована работа Тамма и Блохинцева). В этом методе среднего поля получается, что работа выхода равна средней кинетической энергии электронов (при $T = 0$ К), рассчитанной по зоммерфельдовской теории. Вычисленные авторами для различных металлов значения χ сопоставлены графически и сравнены с экспериментальными данными. Авторы исследуют применение общего выражения для энергии атомной системы, установленное Фоком, для случая, «когда на каждой «квантовой орбите» находятся два электрона, как это фактически имеет место в металлах при низких температурах». Таким образом, для решения задачи привлекаются методы электродинамики, квантовой механики, статистической физики и физики твердого тела, в частности физики металлов.

Авторы графически представляют работу выхода χ в зависимости от величины $(1/V)^{1/3}$ для одно- и двухвалентных металлов и сравнивают с экспериментальными данными и данными, полученными по методу Фаулера. Они заключают: «При грубости нашей модели металла и при употреблении приближенного метода Ферми едва ли можно было бы ожидать лучшего сов-

падения с опытом, чем то, [которое получено авторами]... Во всяком случае, нам кажется определенным то заключение, что работа выхода электронов в существенном обуславливается не скачком потенциала на границе металла, а силами электрического изображения», т.е. силами, возникающими из-за того, что при вырывании электрона из металла прочие электроны стремятся разместиться вблизи поверхности таким образом, чтобы скомпенсировать поле, появившееся при этом внутри металла. В монографии Мотта и Джонса (*Mott N. F., Jones H. The Theory of the Properties of Metals and Alloys. Oxford: Clarendon Press, 1936*) работа Тамма и Блохинцева процитирована наряду с другими основополагающими работами по данному вопросу.

Дальнейшее развитие и уточнение теории работы выхода и термоионной эмиссии было продолжено работами Зоммерфельда (1934), Фрелиха (1935), Бардина (1935) и Бардина и Вигнера (1935) и др. (см. *Зейтц Ф. Современная теория твердого тела. М.-Л.: ГТТИ, 1949*). О холодной эмиссии электронов из металлов см. § 98 в книге *Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. 5-е изд. М.: Наука, 1976*. В частности, Д. И. Блохинцев и С. И. Драбкина (*Blochinzew D. I., Drabkina S. I. // Phys. Z. Sowjetunion. 1935. V. 7. P. 484–500; ЖЭТФ. 1935. Т. 5, вып. 1. С. 11–21*) рассмотрели теорию эффекта Ричардсона (*Richardson O. W. The Emission of Electrons from Hot Bodies. London: Longmans, 1921*; см. подробнее в книге *Пайерлс Р. Электронная теория металлов. М.: ИЛ, 1947*).

Современные подходы к описанию самосогласованной электронной теории металлической поверхности, в том числе работы выхода можно найти в обзоре: *Партенский М. Б. // УФН. 1979. Т. 128. С. 69.*

А. Л. Куземский

К ТЕОРИИ ЭФФЕКТА ШТАРКА В ЗАВИСЯЩЕМ ОТ ВРЕМЕНИ ПОЛЕ*

Исследуется воздействие на атом гармонического электрического поля различной частоты. Установлен непрерывный переход от эффекта Штарка к явлению дисперсии. Обсуждается возможность экспериментальной проверки теории.

§ 1

Недавно Э.Шредингер [1] исследовал действие на атом зависящего от времени электрического поля в связи с вопросом адиабатичности эффекта Штарка и специально в применении к опытам Г. Рауша фон Траубенберга и Р. Гебауэра [2]. Хотя Э.Шредингер не уточнял форму временной зависимости поля, тем не менее его расчеты не применимы к полям, скорость изменения которых сравнима со скоростью изменения оптического поля.

В отличие от этого мы хотим исследовать здесь специальный случай воздействия гармонического поля и расчеты провести так, чтобы они были применимы как для бесконечно малых частот поля, так и для световых частот. Вопрос о едином рассмотрении влияния, которое оказывает на атом переменное поле различных частот, был недавно поставлен профессором Л. И. Мандельштамом. Воздействие магнитного поля (эффект Зеемана) рассматривалось в нашем институте М. Дивилковским и доктором А. Виттом. Однако, далее мы хотим исследовать только переменное электрическое поле.

В соответствии с только что поставленной задачей мы выберем электрическое поле, действующее на атом, в следующем виде:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos \omega t. \quad (1)$$

При таком выборе поля к переход к случаю $\omega = 0$ соответствует постоянному во времени полю, т.е. эффекту Штарка, и переход к $\mathcal{E}_0 = 0$ соответствует отсутствию внешнего поля. Формула (1) могла бы представлять электрическое поле световой волны, так как изменением фазы на расстояниях порядка атомных размеров можно пренебречь. Воздействие такого электрического поля $\mathcal{E}$ на атом мы рассматриваем как возмущение, учитываемое здесь только

* Phys. Z. Sowjet. 1933. Bd. 4. S. 501–515.

© Перевод В. В. Нестеренко, 2008.

в первом приближении, т.е. в пренебрежении членами порядка $\mathcal{E}^2$. Такое рассмотрение допустимо только при напряженностях поля, при которых не происходит заметной ионизации атомов. Пусть H_0 есть функция Гамильтона невозмущенного движения электрона в атоме и ΔU — дополнительная энергия электрона во внешнем поле (1), которое мы рассматриваем как малое возмущение. Уравнение движения электрона тогда имеет вид¹

$$\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = H_0 \varphi + \Delta U \varphi, \quad (2)$$

где

$$\Delta U = -\frac{(\mathcal{E}_0 \mathbf{P})}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}). \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{P}$ означает электрический момент светового электрона. Состояние невозмущенного движения электрона φ_0 может быть вырожденным. Пусть $\psi_{ni}(x, y, z) e^{i\omega_n t}$ ($i = 1, 2, \dots, f_n$) — одна из f_n -функций, которые принадлежат собственному значению $E_n = \hbar \omega_n$ (т.е. мы принимаем, что исследуемое n -е состояние является f_n раз вырожденным). В этом случае невозмущенную волновую функцию φ_0 мы можем представить как линейную комбинацию величин $\psi_{ni} e^{i\omega_n t}$

$$\varphi_0(x, y, z, t) = e^{i\omega_n t} \sum_{i=1}^{f_n} \alpha_i \psi_{ni}(x, y, z). \quad (4)$$

Если энергия кванта внешнего поля $\hbar \omega$ велика по сравнению с энергией возмущения ΔU_{nm} , что соответствует случаю дисперсии света, то возмущенное уравнение движения (2) может быть решено в первом приближении, как известно, с помощью подстановки

$$\varphi(x, y, z, t) = \varphi_0 + u(x, y, z) e^{i(\omega_n + \omega)t} + v(x, y, z) e^{i(\omega_n - \omega)t}. \quad (5)$$

При этом получается как рассеянное классическое поле, колеблющееся с частотой падающего света ω , так и комбинационное рассеяние первого порядка, которое соответствует частотам $(\omega_n \pm \omega)$, и кроме того невозмущенное собственное излучение атома. Если, напротив, $\hbar \omega$ мало по сравнению с ΔU_{nm} , что соответствует сильному или медленному полю, то представление (5) уже недостаточно, так как в этом случае внешнее электрическое поле оказывает заметное влияние на положение квантовых уровней атома, а именно, оно вызывает расщепление спектральных линий. Чтобы учесть это влияние на собственное значение E_n , мы модифицируем подстановку (5) путем введения дополнительного члена

$$\exp\left(i\Delta\omega_n \int_0^t \cos \omega \tau d\tau\right),$$

¹ Здесь $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π , т.е. в современных обозначениях это $\hbar$. Левая часть уравнения (2) отличается знаком от устоявшейся формы уравнения Шредингера, что несущественно ввиду эрмитовости оператора Гамильтона.

где $\Delta\omega_n$ — величина первого порядка, т. е. $\Delta\omega_n$ пропорционально $|\mathcal{E}_0|$. В результате наше модифицированное представление для возмущенной волновой функции $\varphi(x, y, z, t)$ принимает вид

$$\varphi(x, y, z, t) = \left[\sum_{i=1}^{f_n} \alpha_i \psi_{ni}(x, y, z) + u(x, y, z) e^{i\omega t} + v(x, y, z) e^{-i\omega t} \right] \times \\ \times \exp \left(i\omega_n t + i\Delta\omega_n \int_0^t \cos \omega \tau d\tau \right). \quad (6)$$

С помощью этого представления мы можем легко разрешить возмущенное уравнение (2) в первом приближении тем же самым способом, который является общепринятым для решения задачи дисперсии с помощью представления (5). Это выполняется путем подстановки в первое приближение (6) в (2) (т. е. с пренебрежением членами u^2 , v^2 , uv , $\Delta\omega_n u$, $\Delta\omega_n v$) и с учетом того, что $H_0 \psi_{ni} = h\omega_n \psi_{ni}$:

$$h\Delta\omega_n \cos \omega t \sum_{i=1}^{f_n} \alpha_i \psi_{ni} + (h\omega_n + h\omega)u e^{i\omega t} + (h\omega_n - h\omega)v e^{-i\omega t} = \\ = H_0 u e^{i\omega t} + H_0 v e^{-i\omega t} - \left(\frac{\mathcal{E}_0 \mathbf{P}}{2} \right) (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \sum_{i=1}^{f_n} \alpha_i \psi_{ni}. \quad (7)$$

В этой формуле мы выразим $\cos \omega t$ через $e^{\pm i\omega t}$ и приравняем к нулю коэффициенты при $e^{i\omega t}$ и $e^{-i\omega t}$. В результате получаем два уравнения на $u(x, y, z)$ и $v(x, y, z)$:

$$H_0 u - (h\omega_n + h\omega)u = \frac{1}{2}[\varepsilon + (\mathcal{E}_0 \mathbf{P})] \sum_{i=1}^{f_n} \alpha_i \psi_{ni}, \\ H_0 v - (h\omega_n - h\omega)v = \frac{1}{2}[\varepsilon + (\mathcal{E}_0 \mathbf{P})] \sum_{i=1}^{f_n} \alpha_i \psi_{ni}, \quad (8)$$

где положено

$$\varepsilon = h \Delta\omega_n. \quad (9)$$

Теперь мы будем искать u и v в виде рядов по собственным функциям ψ_{ni} невозмущенного уравнения. Чтобы u и v можно было рассматривать как поправки к φ_0 , правые части в (8) должны быть ортогональны к функциям ψ_{nk} . Это требованием не является необходимым, когда $h\omega$ велико по сравнению ΔU_{mn} , в этом случае требование ортогональности вообще несущественно. Мы сохраним это требование и в последующем случае, при этом мы будем использовать только специальный выбор невозмущенных собственных функций ψ_{ni} . Далее мы покажем, что подстановка (6) и требование ортогональности

в (8) приводят к тем же самым результатам, что и обычная теория дисперсии в случае вырожденных уровней, которая основывается на представлении (5), причем в уравнении (8) в этом случае не учитывается величина ε и требование ортогональности. Таким образом, решение уравнений (8), которое справедливо для всех значений ω , получается путем требования ортогональности. Как это следует из (8), возникающая из этого требования система линейных уравнений на коэффициенты α_i и секулярное уравнение на ε будут те же самые, что и в задаче об эффекте Штарка в постоянном по времени поле, амплитуда которого $\mathcal{E}_0$ как раз равна нашему гармоническому полю $\mathcal{E}$. Поэтому невозмущенные функции ψ_{ni} удобно заранее выбрать так, чтобы они учитывали поле $\mathcal{E}_0$, т. е. они должны быть собственными функциями нулевого приближения в поле $\mathcal{E}_0$.

Тогда матрица энергии возмущения $(ni|(\mathcal{E}_0\mathbf{P})|nk)$ будет диагональна

$$-(ni|(\mathcal{E}_0\mathbf{P})|nk) = \varepsilon_{ni}\delta_{ik}, \quad (10)$$

где величины ε_{ni} определяются известной формулой Шварцшильда–Эпштейна для расщепления квантовых уровней при эффекте Штарка. Из уравнения (8) находим

$$\begin{aligned} u_{ni} &= -\frac{1}{2h} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{\infty} \sum_{k=1}^{f_m} \frac{(ni|(\mathcal{E}_0\mathbf{P})|mk)}{\omega_{nm} + \omega} \psi_{mk}, \\ v_{ni} &= -\frac{1}{2h} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{\infty} \sum_{k=1}^{f_m} \frac{(ni|(\mathcal{E}_0\mathbf{P})|mk)}{\omega_{nm} - \omega} \psi_{mk}, \end{aligned} \quad (11)$$

а из формул (9) и (10) получаем

$$\Delta\omega_{ni} = \frac{\varepsilon_{ni}}{h}. \quad (12)$$

В формулах (11), (12) u_{ni} и v_{ni} означают поправки u и v к ψ_{ni} , а $\Delta\omega_{ni}$ есть $\Delta\omega_n$ для того же самого состояния ψ_{ni} . Теперь мы можем выписать возмущенные волновые функции в первом приближении. Из (6) с учетом (11) и (12) получаем

$$\begin{aligned} \varphi_{ni}(x, y, z, t) &= \psi_{ni} \exp \left(i\omega_n t + i\Delta\omega_{ni} \int_0^t \cos \omega \tau d\tau \right) + \\ &+ u_{ni} \exp \left[i(\omega_n + \omega)t + i\Delta\omega_{ni} \int_0^t \cos \omega \tau d\tau \right] + \\ &+ v_{ni} \exp \left[i(\omega_n - \omega)t + i\Delta\omega_{ni} \int_0^t \cos \omega \tau d\tau \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

С помощью этой формулы мы построим матричные элементы электрического момента ($ni|\mathbf{P}|mk$). В первом приближении из (13) следует

$$\begin{aligned} (ni|\mathbf{P}|mk) &= \int \varphi_{ni} \mathbf{P} \varphi_{mk}^* dx dy dz = \\ &= \exp \left(i \frac{\Delta \omega_{ni, mk}}{\omega} \sin \omega t \right) \{ \mathbf{P}_{ni, mk} e^{i \omega_{nm} t} + e^{i(\omega_{nm} + \omega)t} [(u_{ni}|\mathbf{P}|\psi_{mk}^*) + \\ &\quad + (\psi_{ni}|\mathbf{P}|v_{mk}^*)] + e^{i(\omega_{nm} - \omega)t} [(v_{ni}|\mathbf{P}|\psi_{mk}^*) + (\psi_{ni}|\mathbf{P}|u_{mk}^*)] \}, \quad (14) \end{aligned}$$

где

$$\mathbf{P}_{ni, mk} = \int \psi_{ni} \mathbf{P} \psi_{mk}^* dx dy dz, \quad (u_{ni}|\mathbf{P}|\psi_{mk}^*) = \int u_{ni} \mathbf{P} \psi_{mk}^* dx dy dz, \quad (15)$$

и

$$\Delta \omega_{ni, mk} = \Delta \omega_{ni} - \Delta \omega_{mk}. \quad (16)$$

Величина $\Delta \omega_{ni, mk}$ совпадает также с расщеплением спектральных линий при эффекте Штарка в поле $\mathcal{E}_0$. Отдельные слагаемые в формуле (14) имеют то же самое значение, что в обычной формуле квантово-механической теории дисперсии. Первый член соответствует собственному излучению атома. Два следующих порождены дополнительным электрическим моментом, индуцированным действием внешнего периодического поля. При $\omega_{nm} = 0$ ($n = m$) они дают классическое рассеяние света и при $\omega_{nm} \neq 0$ — комбинационное рассеяние (эффект Рамана) первого порядка. Единственное отличие (14) от обычной дисперсионной формулы состоит в общем множителе

$$\Phi(t) = \exp \left(i \frac{\Delta \omega}{\omega} \sin \omega t \right) \quad (17)$$

(здесь для краткости положено $\Delta \omega_{ni, mk} = \Delta \omega$), который воспроизводит воздействие внешнего гармонического поля на излучаемые частоты. Если рассматривать излучение, порождаемое электрическим моментом (14), то достаточно исследовать лишь этот дополнительный множитель (17).

§ 2. Спектр излучения

При оценке распределения интенсивности излучения атома в гармоническом электрическом поле (1) необходимо различать две возможности: 1) время наблюдения мало по сравнению с периодом колебаний поля $T = 2\pi/\omega$; 2) время наблюдения, наоборот, велико по сравнению с этим периодом. Только в последнем случае имеет смысл подвергать фурье-анализу электрический момент (14) (или, что то же самое, множитель $\Phi(t)$). Мы исследуем прежде всего первую возможность. Таким образом, наблюдение должно проводиться в течение отрезка времени $t_0 - \tau$, $t_0 + \tau$, который мал, по сравнению с периодом T ($\tau \ll T$). Математически мы выразим это условие путем введения нового множителя $f(\tau)$ в $(ni|\mathbf{P}|mk)$. При этом функция $f(\tau)$ определена

так, что она, во-первых, четна $f(\tau) = f(-\tau)$ и, во-вторых, достаточно быстро стремится к нулю на концах отрезка $(-\tau, +\tau)$. Обозначим теперь через ω_0 исследуемую частоту излучения без множителя $\Phi(t)$ и положим $t = t_0 + \tau$, в результате для той части электрического момента, которая зависит от времени, получаем следующее выражение

$$F(t) = \exp \left[i\omega_0\tau + i\frac{\Delta\omega}{\omega} (\sin \omega\tau \cos \omega t_0 + \sin \omega t_0 \cos \omega\tau) \right] f(\tau). \quad (18)$$

Чтобы найти распределение интенсивности, мы определим фурье-компоненту $A(\nu)$ для $F(t)$ в (18). Квадрат модуля $A(\nu)$ будет давать относительную интенсивность излучения с частотой ν . Разлагая $\sin \omega\tau$ в (18) по степеням $\omega\tau$, получаем для $A(\nu)$

$$A(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left(i\omega_0\tau + i\Delta\omega\tau \cos \omega t_0 - i\frac{\Delta\omega}{3!} \omega^2\tau^3 \cos \omega t_0 + \dots + \right. \\ \left. + i\frac{\Delta\omega}{\omega} \sin \omega t_0 \cos \omega\tau - i\nu\tau \right) f(\tau) d\tau. \quad (19)$$

Мы пишем $-i\nu\tau$ и опускаем фурье-коэффициенты для $+i\nu\tau$, так как они должны быть малы по сравнению с $A(\nu)$ из-за быстрых осцилляций соответствующих подинтегральных выражений¹. Условие максимума гласит

$$\frac{dA(\nu)}{d\nu} = -i \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[i(\omega_0 + \Delta\omega_0 \cos \omega t_0)\tau - i\frac{\Delta\omega_0 \cos \omega t_0}{3!} \omega^2\tau^3 + \dots - i\nu\tau \right] \times \\ \times \tau f(\tau) d\tau = 0. \quad (20)$$

Отметим, что $f(\tau)$ — четная функция, а в показателе экспоненты стоит нечетный по τ член $\omega^2\tau^3$ и следующие более высокие члены разложения, которые малы по сравнению с первым членом. Поэтому для частоты $\nu_{\max}$, соответствующей максимуму интенсивности, получаем выражение

$$\nu_{\max} = \omega_0 + \Delta\omega_0 \cos \omega t_0.$$

Таким образом, максимум интенсивности падает на частоту, соответствующую мгновенному действию электрического поля. Это есть как раз результат Шредингера, полученный здесь нами для специального случая гармонического поля. Пренебрежение членами $\omega^2\tau^3$ и т. д. соответствует, в шредингеровском рассуждении о мгновенном приспособлении атома к полю, требованию, что при разложении поля

$$E(t) = E_0 + E_1 t + E_2 t^2 + \dots$$

¹ Сравни с цитированной ранее работой Э. Шредингера.

член $E_2(t^3/3)$ в интеграле

$$\int_0^t E(\tau) d\tau = E_0 t + E_1 \frac{t^2}{2} + E_2 \frac{t^3}{3} + \dots$$

мал по сравнению с предыдущими. Но $2E_2$ — это вторая производная внешнего поля по времени. В нашем случае член $\omega^2 \tau^3$ играет ту же самую роль. Когда $\tau \ll T$, то это требование всегда выполнено.

Теперь мы хотим перейти к исследованию второго случая, когда время наблюдения велико по сравнению с периодом изменения поля T . В этом случае мы можем подвергнуть фурье-анализу множитель $\Phi(t)$, определенный в (17). Это может быть сделано наиболее просто, когда $\omega = 0$ (постоянное во времени поле). В этом предельном случае из (17) следует

$$\Phi(t) = e^{i\Delta\omega t}, \quad \text{так как} \quad \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\sin \omega t}{\omega} = t, \quad (21)$$

и поэтому $\Phi(t)$ содержит только один гармонический член. Это непосредственно дает, согласно (14), поправку к собственным частотам атома, которая воспроизводит расщепление спектральных линий при эффекте Штарка. Таким образом, доказано, что наша формула (14) для электрического момента атома допускает непрерывный переход к эффекту Штарка в не зависящем от времени поле. Если $\omega \neq 0$, то мы можем применить для разложения (17) в ряд Фурье следующую известную формулу¹

$$e^{ix \cos \varphi} = \frac{1}{2} C_0 + \sum_{p=1}^{\infty} C_p \cos p\varphi, \quad C_p = 2i^p J_p(x), \quad (22)$$

где $J_p(x)$ — функция Бесселя p -го порядка. Разложение (22) справедливо для всех значений x . Подставляя в (22)

$$x = \frac{\Delta\omega}{\omega}, \quad \varphi = \frac{\pi}{2} - \omega t, \quad (23)$$

после простых вычислений получаем

$$\Phi(t) = J_0(x) + \sum_{p=1}^{\infty} J_p(x) [e^{ip\omega t} + (-1)^p e^{-ip\omega t}]. \quad (24)$$

Отсюда видно, что гармоническое электрическое поле налагает как слева, так и справа свою основную частоту и обертоны ($\pm p\omega$, $p = 1, 2, 3, \dots$) на основную частоту атома $\nu = \omega_0$. Таким образом, все излучение можно рассматривать как комбинационное излучение собственных частот атома под действием внешнего поля частоты ω . С помощью (24) и (14) можно рассчитать амплитуды каждой комбинационной частоты $\omega_{nm} \pm p\omega$, $p = 0, 1, 2, \dots$. Если использовать спектральный анализатор с большой разрешающей способностью, так чтобы можно было различать частоты, отличающиеся на $\pm\omega$, то

¹ См. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. Формулы, графики, таблицы. Пер. с нем. Изд. 3-е, стереотип. М.: Наука, 1977.

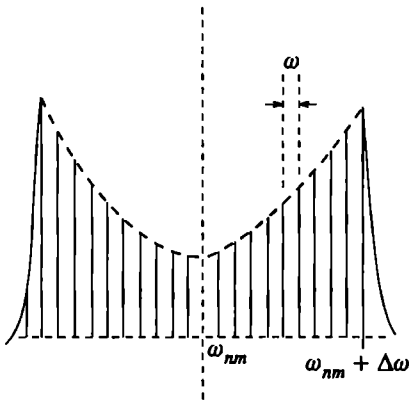


Рис. 1

квадраты этих амплитуд дадут непосредственно наблюдаемое распределение интенсивности.

Легко видеть, что распределение интенсивности симметрично по отношению к несмещенной линии $\nu = \omega_{nm}$. Качественное представление об этой картине дает рис. 1 (при этом число оборотов уменьшено для ясности картины).

Мы исследуем подробнее распределение интенсивности прежде всего в двух крайних случаях:

$$1) x = \frac{\Delta\omega}{\omega} \ll 1 \quad \text{и} \quad 2) x = \frac{\Delta\omega}{\omega} \gg 1.$$

Первый случай соответствует, очевидно, обычной дисперсии, когда штарковское расщепление $\Delta\omega$ мало по сравнению с частотой поля ω . В этом случае мы можем разложить $J_p(x)$ по степеням x

$$J_p(x) = \frac{x^p}{2^p} \left[1 - \frac{x^2}{2(2p+2)} + \dots \right] \quad (24')$$

и, пренебрегая далее высшими степенями x , мы получим вместо (24)

$$\Phi(t) = 1 + \frac{\Delta\omega}{2\omega} (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) + \dots \quad (25)$$

Но это означает, что в этом случае кроме основной линии $\nu = \omega_{nm}$ в излучении атома должны присутствовать первые комбинационные частоты¹ ($\nu = \omega_{nm} \pm \omega$), причем их относительная интенсивность существенно зависит от структуры атома, так как в этом случае $\Delta\omega/\omega$ является величиной того же порядка, что и матричные элементы $(u|\mathbf{P}|\psi)$, $(v|\mathbf{P}|\psi)$ и т. д. После подстановки (25) в (24) с помощью простых вычислений мы получаем в первом приближении

$$\begin{aligned} (ni|\mathbf{P}|mk) &= \mathbf{P}_{ni,mk} e^{i\omega_{nm}t} + \\ &+ e^{i(\omega_{nm}+\omega)t} \left[(u_{ni}|\mathbf{P}|\psi_{mk}^*) + (\psi_{ni}|\mathbf{P}|v_{mk}^*) + \frac{\Delta\omega}{2\omega} \mathbf{P}_{ni,mk} \right] + \\ &+ e^{i(\omega_{nm}-\omega)t} \left[(v_{ni}|\mathbf{P}|\psi_{mk}^*) + (\psi_{ni}|\mathbf{P}|u_{mk}^*) + \frac{\Delta\omega}{2\omega} \mathbf{P}_{ni,mk} \right] + \dots \end{aligned} \quad (26)$$

Как можно легко убедиться, эта формула согласуется с обычной формулой дисперсионной теории, учитывающей вырождение. В самом деле, обычная

¹ Конечно, должны быть и высшие комбинационные частоты, но в нашем приближении мы можем их интенсивность не оценивать.

теория дисперсии исходит из представления (5). При этом уравнения для определения функций u_{ni} и v_{ni} отличаются от уравнений (8) только лишь членами порядка ε . Обозначим в этом случае (т. е. при $\varepsilon = 0$) u_{ni} и v_{ni} через u'_{ni} и v'_{ni} соответственно. Используя (8), получаем

$$\begin{aligned} u'_{ni} &= \frac{1}{2h} \sum_{m,k} \frac{(ni|\mathcal{E}_0\mathbf{P}|mk)\psi_{mk}}{\omega_m - (\omega_n + \omega)} = \frac{\Delta\omega_{ni}}{2\omega} \psi_{ni} + u_{ni}, \\ v'_{ni} &= \frac{1}{2h} \sum_{m,k} \frac{(ni|\mathcal{E}_0\mathbf{P}|mk)\psi_{mk}}{\omega_m - (\omega_n - \omega)} = -\frac{\Delta\omega_{ni}}{2\omega} \psi_{ni} + v_{ni}, \end{aligned} \quad (27)$$

причем u_{ni} и v_{ni} определены в (11). Волновая функция с учетом поправки имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi_{ni}(x, y, z, t) &= \psi_{ni} e^{i\omega_{nm}t} + e^{i(\omega_{nm}-\omega)t} \left(u_{ni} + \frac{\Delta\omega_{ni}}{2\omega} \psi_{ni} \right) + \\ &+ e^{i(\omega_{nm}+\omega)t} \left(v_{ni} + \frac{\Delta\omega_{ni}}{2\omega} \psi_{ni} \right). \end{aligned} \quad (28)$$

Если определить теперь с помощью этой функции матричный элемент электрического момента $(ni|\mathbf{P}|mk)$, то мы придем, после простых вычислений, к тому же результату, который дает наша формула (26). Этим доказано, что при $\Delta\omega/\omega \ll 1$ наши формулы согласуются с формулами дисперсионной теории.

Второй предельный случай ($\Delta\omega \ll \omega$) можно осуществить, например, при наблюдении светящихся газов в переменном поле конденсатора. В этом случае все функции $J_p(x)$ малы, так как $\lim_{x \rightarrow 0} J_p(x) = 0$, и для них имеют место следующие асимптотические выражения ($x \gg 1$), указанные П. Дебаем¹:

$$\begin{aligned} \text{а) } p < x: \quad J_p(x) &= \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)}{\left(\frac{x \sin \tau}{2}\right)^{1/2}} \cos \left[x(\sin \tau - \tau \cos \tau) - \frac{\pi}{4} \right] + \dots, \\ \text{где} \quad \cos \tau &= \frac{p}{x}, \quad 0 < \tau < \frac{\pi}{2}; \\ \text{б) } p \cong x: \quad J_p(x) &= \frac{6^{1/3}}{3\pi} \sin \frac{\pi}{3} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{3}\right)}{x^{1/3}} + \dots, \\ \text{в) } p > x: \quad J_p(x) &= \frac{e^{-x(\tau \cosh \tau - \sinh \tau)}}{\pi \left(\frac{\pi}{2} \sinh \tau\right)^{1/2}} + \dots, \\ \text{где} \quad \cosh \tau &= \frac{p}{x}, \quad 0 < \tau < \infty. \end{aligned} \quad (29)$$

¹ См. цитированную выше кн. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф.

Исследуя эти разложения, мы можем прийти к следующему выводу: так как функции $J_p(x)$ из группы (а) при уменьшении p , а из группы (с), наоборот, при увеличении p убывают, в то время как функции $J_p(x)$ из группы (б) в первом приближении не зависят от p , то максимум интенсивности должен падать на эти последние члены. Но это как раз область штарковского расщепления, которое соответствует амплитуде поля $\mathcal{E}_0$. Действительно, для этой области имеем

$$p\omega = \Delta\omega, \quad \text{то есть} \quad p = \Delta\omega/\omega = x.$$

Так как с ростом p члены из группы (с) экспоненциально убывают, то вне границ штарковского расщепления ($\pm\Delta\omega$) интенсивность излучения должна быть исчезающе мала. Внутри границ этого расщепления интенсивность падает обратно пропорционально малой степени p (приблизительно как $p^{1/3}-p^{1/2}$) вплоть до несмещенной линии ω_{nm} . В пределе $\omega = 0$ ($x = \infty$), как было уже сказано, полная интенсивность концентрируется около штарковских компонент $\nu = \omega_{nm} \pm \Delta\omega$ в отличие от случая, когда $x \rightarrow 0$ и когда интенсивность излучения существенно концентрируется у несмещенной линии $\nu = \omega_{nm}$.

Чтобы оценить отношение интенсивностей количественно, мы найдем вначале отношение интенсивностей (γ) штарковских компонент и несмещенной линии (ω_{nm}). Это отношение определяется отношением квадратов функций $J_p(x)$ из группы (а) и (б) в (29). При этом мы можем пренебречь выражением $\cos^2[x(\sin \tau - \tau \cos \tau) - \pi/4]$, заменив его 1/2. Тогда для γ получаем

$$\gamma \simeq \frac{J_{p \simeq x}^2}{J_{p < x}^2} \simeq \frac{\Gamma^2\left(\frac{1}{3}\right)}{\Gamma^2\left(\frac{1}{2}\right)} \frac{3 \cdot 6^{1/3}}{36} x^{1/3} \simeq 0,65x^{1/3}. \quad (30)$$

Отсюда мы можем найти искомое распределение интенсивности для больших x . Как уже было здесь отмечено, для $x \ll 1$ относительное распределение интенсивности зависит лишь от x , т. е. от отношения величины штарковского расщепления $\Delta\omega$ к частоте поля ω^1 .

При малых x необходимо использовать, напротив, формулу (26), так как в этом случае, как уже было сказано, распределение полной интенсивности существенно зависит от свойств атома. Величина x не является теперь характерной для распределения интенсивности. При малых ω и больших x вычисляемое здесь распределение интенсивности можно понимать как среднее распределение интенсивности смещенных влево и вправо штарковских компонент, причем каждая из этих групп играет роль гармонически колеблющейся светящейся полосы.

Когда x приближается к 1, то соотношение ортогональности (8) вступает в свою полную силу; если оно не выполнено, то нельзя рассматривать u_{ni} и v_{ni} как поправочные функции. Как это следует из (11), при $\omega \ll \omega_{nm}$ u_{ni} и v_{ni} по порядку величины сравнимы с $\Delta\omega/\omega_{nm}$ и малы по сравне-

¹ На наблюдаемую картину должна оказывать влияние разрешающая способность прибора.

нию с $\Delta\omega/\omega$, следовательно, в этом случае мы можем не учитывать эти поправки при оценке интенсивности в (14). Таким образом, относительную интенсивность комбинационных частот мы можем определить из разложения $\Phi(t)$ в (24), так что и здесь распределение интенсивности в значительной степени будет определяться величиной x . При этом из (24) непосредственно следует, что интенсивность основной линии ω_{nm} и всех комбинационных линий $(\omega_{nm} \pm p\omega)$ относятся как

$$J_0^2(1) : J_1^2(1) : J_2^2(1) : \dots J_p^2(1) : \dots \quad (31)$$

или как

$$1 : 0,35 : 0,38 \dots$$

Поэтому данный случай характеризуется особо сильным проявлением комбинационных частот. При этом первые комбинационные частоты $\nu = \omega_{nm} \pm \omega$ совпадают со штарковскими компонентами, но все же картина явления существенно отличается от обычного эффекта Штарка, так как здесь сильно выражена отсутствующая при эффекте Штарка несмещенная спектральная линия.

На рис. 2 представлены наши результаты. Кривая воспроизводит отношение интенсивностей (γ) несмещенной линии к штарковской компоненте. При этом точки кривой для больших

x были рассчитаны по формуле (30), а для $x = 1$ — по формуле (31). Для промежуточных точек кривая проведена приближенно. Для $x < 1$ кривая не дана, так как в этой области множитель $\Phi(t)$ в (17) не является определяющим для распределения интенсивности. На этом же рисунке качественно воспроизведено распределение интенсивности. При этом были зафиксированы амплитуда поля $\mathcal{E}_0$ и величина расщепления линии $\Delta\omega$, а варьировалась лишь частота поля ω . Первая картина (а) соответствует расщеплению спектральной линии в постоянном по времени поле. Картины (б), (в) и (г) соответствуют смещению штарковских компонент спектральной линии при различных увеличивающихся значениях частоты ω . На картине (д) представлен случай, когда расщепление линии в эффекте Штарка проявляется как наложение основной частоты поля на несмещенную спектральную линию. И последняя картина (е) соответствует явлению дисперсии.

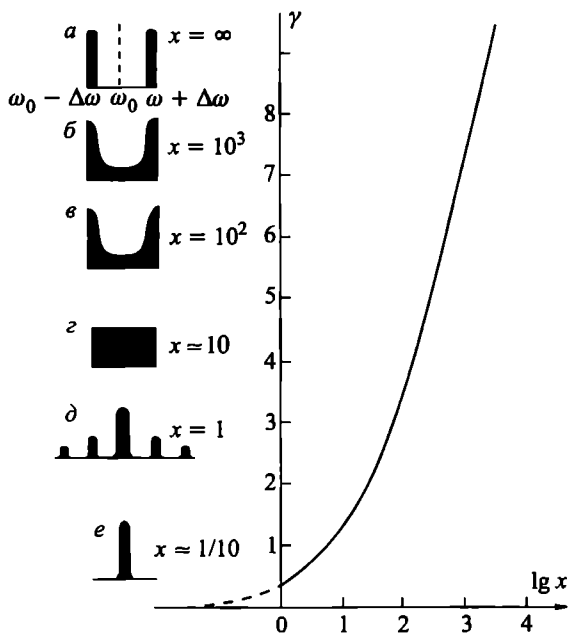


Рис. 2

В действительности едва ли будет возможным наблюдение описанных здесь картин, за исключением тривиального случая больших x , который соответствует простому смещению картины расщепления спектральных линий под действием переменного поля. Причина трудности для наблюдения этого явления состоит в том, что очень сложно создать электрическое поле, которое при достаточно высоких частотах имело бы достаточно большую амплитуду $\mathcal{E}_0$. В действительности расщепление спектральных линий при эффекте Штарка лишь тогда хорошо наблюдаемо, когда поле $\mathcal{E}_0$ порядка 10^4 В/см, что соответствует $\Delta\omega$ по порядку величины 10^{11} с $^{-1}$. Поэтому, чтобы получить наиболее интересные картины (d) и (e), необходимо создать электрическое гармоническое поле, которое при частоте $\omega \sim 10^{11}$ или 10^{10} было бы по порядку величины 10^4 В/см. Такие напряженности поля при таких коротких волнах, насколько нам известно, еще не достигнуты¹.

Вероятно, также нет перспектив наблюдать раздельно обертоны (как это схематично показано на рис. 1). Для водорода, например, при комнатной температуре ширина линий ($\lambda \sim 5000$ Å) составляет около 0,04 Å. Следовательно, расстояние между обертонами должно быть больше, чем 0,04 Å, а частота ω должна быть $\sim 5 \cdot 10^9$. Вероятно, можно было бы наблюдать переход от картины (б) к (в) на рис. 2 ($\omega \sim 10^8$ или 10^9) и сравнить среднее распределение интенсивности.

При экспериментальной проверке теории в последней области частот ω также важно учитывать разрешающие возможности оптической аппаратуры и т. п. Относящиеся сюда вопросы будут детально исследованы в работе М. Дивилковского и доктора А. Витта по эффекту Зеемана в переменном поле, которая упоминалась в начале сообщения. Поэтому мы можем ограничиться только ссылкой на эту работу.

Список литературы

1. *Rausch von Traubenberg H., Gebauer R., Schrödinger E.* // Z. Phys. 1932. Bd. 78. S. 309 (II теоретическая часть).
2. *Rausch von Traubenberg H., Gebauer R., Schrödinger E.* // Z. Phys. 1932. Bd. 78. S. 309 (экспериментальная часть).

Физический институт
Московского государственного
университета, Москва

Поступила
20 апреля 1933 г.

Комментарий. Эффект Штарка представляет собой расщепление спектральных линий атомов и молекул в электрическом поле. Й. Штарк (1913) исследовал изменение уровней энергии атомов и, следовательно, изменение

¹ В настоящее время лазерная техника позволяет наблюдать целый ряд нелинейных эффектов в атомных спектрах. Формулы, полученные в данной работе Д. И. Блохинцевым, стали классическими и используются в современных расчетах штарковских спектров атомов в интенсивных переменных полях.

их спектров под действием постоянного электрического поля (см. *Герцберг Г.* Атомные спектры и строение атомов. М.: ИЛ, 1948). Различают эффекты Штарка первого и второго порядка, которые имеют, соответственно, линейную и квадратичную зависимость от напряженности приложенного поля, а также атомный и молекулярный эффект Штарка. Этот эффект приводит не только к расщеплению линий, но он и вызывает также их небольшое уширение и сдвигает пределы серий в направлении меньшей частоты. Эффект Штарка получил объяснение на основе квантовой механики (см. § 72 в книге: *Блохинцев Д. И.* Основы квантовой механики. 5-е изд. М.: Наука, 1976, а также книгу: *Бете Г., Солпитер Э.* Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Физматлит, 1960). Переходы между подуровнями двух комбинирующих уровней энергии дают симметричную картину расщепления спектральных линий для линейного эффекта Штарка. Квадратичный эффект Штарка может быть объяснен в рамках представления о поляризуемости атома, поскольку в электрическом поле атом приобретает дипольный момент. Благодаря центрально-симметричной структуре атома, среднее значение этого момента равно нулю. Данное обстоятельство объясняет отсутствие, в общем случае у многоэлектронных атомов, линейного эффекта Штарка. Сильное электрическое поле может вырывать электроны из атомов газа (см. § 101 в книге: *Блохинцев Д. И.* Основы квантовой механики. 5-е изд. М.: Наука, 1976). При включении поля возникает барьер, через который электроны могут проникать во внешнее пространство. Квантово-механическое туннелирование позволяет построить теорию ионизации атомов в сильных электрических полях и связать ее с наблюдаемым смещением и ослаблением линий в спектрах. Рассматривая эффект Штарка в сильном переменном поле, Д. И. Блохинцев показал, что уровни атомов приходят в движение, и картина рассеяния света радикально изменяется. При этом интенсивность излучаемого атомами света нелинейно зависит от интенсивности падающего (см. § 93 в книге: *Блохинцев Д. И.* Основы квантовой механики. 5-е изд. М.: Наука, 1976).

Дальнейшее развитие этого направления подтвердило, что изменение положения штарковских подуровней, при наложении переменного электрического поля, может быть использовано для изменения частоты квантового перехода в квантовых устройствах (штарковская модуляция). Таким образом, эта работа Д. И. Блохинцева была одной из первых в той области физики, которая впоследствии получила название нелинейной оптики (см. *Бломберген Н.* Нелинейная оптика. М: Мир, 1966; *Ярив А.* Квантовая электроника и нелинейная оптика. М.: Советское Радио, 1973; *Тарасов Л. В.* Физические основы квантовой электроники. М.: Советское Радио, 1976; *Делоне Н. Б.* Нелинейная оптика. М.: Физматлит, 2003). О современных экспериментальных методах исследования эффекта Штарка в атомах см. обзор: *Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А.* // УФН. 1967. Т. 93. С. 71.

А. Л. Куземский

К ТЕОРИИ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ*

В этой работе дается обобщение блоховской теории движения сильносвязанных электронов для случая вырожденных исходных атомных состояний, а также для движения электрона в термах, более высоких, чем S - или P -термы. Подробно рассматривается комбинация S - и P -термов. Дается представление волновых функций электрона в форме рядов Фурье по методу, сходному с известным методом Борна в теории кристаллической решетки. Выводятся соответствующие формулы для движения электрона в ограниченном кристалле.

Во многих проблемах квантово-механической теории металлов, в которых несущественно обменное взаимодействие валентных электронов (*Austausch*) и в которых состояния высших энергий не играют заметной роли, оказывается весьма полезным и плодотворным блоховский способ рассмотрения движения электронов в кристаллической решетке [1].

Сделанное в направлении развития этого метода представляется нам в двух отношениях неполным. Во-первых, отсутствует теория движения электрона в термах, более высоких, чем S - и P -термы (как, например, многократно вырожденные термы D , F , ... и т.д.), исследование которых представляет особый интерес в вопросах металлооптики. Хотя и естественно, что в этом направлении нельзя идти слишком далеко, так как чем выше терм, тем хуже становится блоховское приближение, которое наилучшим образом прилагается к наиболее низким квантовым состояниям, т. е. к тем, где электроны могут рассматриваться как сильносвязанные. Вторым основанием для исследования вырожденных или почти вырожденных состояний является тот факт, что распространение метода Блоха на многовалентные металлы (как, например, щелочные земли) требует рассмотрения комбинаций атомных термов (например S - и P -термов), так как в таких металлах расщепленные электрическим полем S - и P -термы образуют зоны (т. е. совокупность уровней), которые перекрывают друг друга (иначе они были бы полупроводниками или непроводниками).

Во-вторых, во всех известных нам работах по металлам, в которых имеют дело с сильносвязанными электронами, волновые функции электронов представляют в форме суперпозиции волновых функций отдельных атомов,

* ЖЭТФ. 1933. Т. 3, вып. 6. С. 475–498.

т.е. в той форме, в которой они непосредственно получаются из решения проблемы возмущения. Эта форма совсем неудобна для практических целей, так как допускает только очень приближенную оценку матричных элементов, что, естественно, затрудняет применение теории к конкретным задачам.

Цель этой работы заключается в том, чтобы заполнить эти пробелы теории сильносвязанных электронов и вместе с тем расширить области ее применения.

В § 1 выводится общее решение уравнения движения сильносвязанных электронов. Полученное решение применяется в § 2 к случаю комбинации S - и P -термов, там же исследуется расщепление D -терма.

В § 3 дается метод вычисления волновых функций в форме рядов Фурье. При этом в качестве примера приложения общего метода приведено вычисление для волновых функций S -термов, которые получены, как это следует из общей теории движения электрона в периодическом поле, в форме электронной волны, модулированной с периодичностью кристаллической решетки. И, наконец, последний § 4 посвящен проблеме ограниченного кристалла. В этом случае волновые функции электрона найдены также в такой форме, которая может оказаться очень полезной в рассмотрении явлений на поверхности твердого тела.

§ 1

Важнейшей особенностью метода Блоха, которому мы здесь следуем, является пренебрежение обменными взаимодействиями (*Austausch*) электронов. Если в какой-либо рассматриваемой конкретной проблеме такое пренебрежение позволительно, то можно ограничиться исследованием движения отдельного электрона в электрическом поле кристаллической решетки. В этом случае уравнение Шредингера для волновой функции электрона $\Psi(\mathbf{r})$ имеет вид

$$\nabla^2 \Psi(\mathbf{r}) + \mu[E - U(\mathbf{r})]\Psi(\mathbf{r}) = 0, \quad \mu = \frac{2m}{\hbar^2}, \quad (1)$$

где m — масса электрона, $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π .

Здесь $U(\mathbf{r})$ — электрический потенциал решетки, являющийся периодической функцией координат $\mathbf{r} = (x, y, z)$ с периодом решетки. Этот потенциал складывается из потенциала ионов, образующих узлы решетки, и потенциала всех электронов $U^e(\mathbf{r})$.

Если мы обозначим через $U(\mathbf{r}_g)$ или сокращенно $U(\mathbf{g})$ с $\mathbf{g} = (g_1, g_2, g_3)$ потенциал иона с координатами g_1a, g_2b, g_3c (где g_1, g_2 и g_3 — целые числа, а a, b и c — периоды решетки в направлении осей соответственно OX, OY, OZ), который получается из атома рассматриваемого вещества путем удаления того электрона, движение которого исследуется, то мы можем написать для полного потенциала

$$U(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{g}=-\infty}^{\infty} U(\mathbf{g}) + U^e(\mathbf{r}).$$

Мы считаем, что этот потенциал является данным, например, определенным в смысле согласованного поля («self-consistent field») Хартри [2–4].

Следуя Блоху, мы ищем решения уравнения (1) в форме суперпозиции собственных функций движения электрона в поле изолированного иона, которые считаются известными. При этом, в отличие от Блоха, мы считаем исходные состояния вырожденными или приближенно вырожденными (т.е. такими, что разность энергий исходных состояний атома меньше величины расщепления этих состояний в поле решетки).

Пусть число таких состояний будет f . Если мы обозначим через $\varphi_i(\mathbf{r}_{\mathbf{g}})$ (кратко $\varphi_i(\mathbf{g})$) волновую функцию электрона, движущегося около изолированного $\mathbf{g}$ -го иона в одном из этих состояний i ($i = 1, 2, \dots, f$), то решение уравнения (1) в первом приближении может быть представлено в следующей форме:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{g}=-\infty}^{\infty} \sum_{i=1}^f a_i(\mathbf{g}) \varphi_i(\mathbf{g}) + v, \quad (2)$$

где $a_i(\mathbf{g})$ — пока неопределенные постоянные коэффициенты, а v — поправка к волновой функции первого порядка. Подставляя (2) в (1) и принимая во внимание, что согласно своему смыслу функции $\varphi_i(\mathbf{g})$ удовлетворяют уравнению

$$\nabla^2 E_i(\mathbf{g}) + \mu[E_i - U(\mathbf{g})]\varphi_i(\mathbf{g}) = 0,$$

где E_i — энергия i -го состояния, из числа f приближенно вырожденных состояний, найдем

$$\nabla^2 v + \mu[E - U(\mathbf{r})]v = -\mu \sum_{\mathbf{g}, i} a_i(\mathbf{g}) [\delta_i - V(\mathbf{g})] \varphi_i(\mathbf{g}), \quad (3)$$

где введены обозначения

$$\delta_i = E - E_i, \quad V(\mathbf{g}) = U(\mathbf{r}) - U(\mathbf{g}). \quad (4)$$

Таким образом, $V(\mathbf{g})$ имеет смысл потенциала решетки за вычетом потенциала $\mathbf{g}$ -го иона. Для того чтобы v можно было рассматривать как поправку к нулевому приближению, необходимо, чтобы правая часть (3) была ортогональна ко всей совокупности функций $\varphi_i(\mathbf{g})$. Из этого требования мы получаем систему линейных уравнений для определения коэффициентов $a_i(\mathbf{g})$

$$\sum_{\mathbf{g}'k} a_k(\mathbf{g}') (\delta_k S_{k\mathbf{g}',i\mathbf{g}} - V_{k\mathbf{g}',i\mathbf{g}}) = 0, \quad (5)$$

$$i, k = 1, 2, 3 \dots f, \quad -\infty < \mathbf{g}(g_1, g_2, g_3), \quad \mathbf{g}'(g'_1, g'_2, g'_3) < \infty,$$

где введены следующие обозначения для матричных элементов:

$$V_{k\mathbf{g}',i\mathbf{g}} = \int \varphi_k(\mathbf{g}') V(\mathbf{g}') \varphi_i^*(\mathbf{g}) dv, \quad (6)$$

$$S_{k\mathbf{g}',i\mathbf{g}} = \int \varphi_k(\mathbf{g}') \varphi_i^*(\mathbf{g}) dv, \quad dv = dx dy dz. \quad (6')$$

В случае сильносвязанных электронов, когда можно ограничиться взаимодействием только соседних ионов, система уравнений (5) может быть решена по методу, являющемуся естественным обобщением того, которым пользуется Блох [1]. Именно мы разыскиваем решения (1), которые являются периодическими функциями координат x, y, z с периодами aN_1, bN_2, cN_3 (т.е. повторяются в каждом «основном параллелепипеде» со сторонами aN_1, bN_2 и cN_3), взяв $a_i(\mathbf{g})$ в форме волны

$$a_i(\mathbf{g}) = x_i e^{i\mathbf{K}\mathbf{g}}, \quad (7)$$

где x_i — новые неизвестные постоянные, а $\mathbf{K}$ — вектор с компонентами

$$\xi = \frac{2\pi k}{N_1}, \quad \eta = \frac{2\pi l}{N_2}, \quad \zeta = \frac{2\pi m}{N_3}, \quad (7')$$

k, l, m — целые числа, такие, что

$$|k| \leq \frac{N_1}{2}, \quad |l| \leq \frac{N_2}{2}, \quad |m| \leq \frac{N_3}{2}.$$

Вставляя (7) в (5) и пренебрегая всеми матричными элементами, которые отвечают взаимодействию несоседних ионов, получим вместо (5):

$$\begin{aligned} x_i \delta_i - \sum_{k=1}^f x_k \alpha_{ki} - \sum_{k=1}^f x_k [e^{i\xi} (\beta_{\xi ki}^+ - \delta_k \sigma_{\xi ki}^+) + e^{-i\xi} (\beta_{\xi ki}^- - \delta_k \sigma_{\xi ki}^-) + \\ + e^{i\eta} (\beta_{\eta ki}^+ - \delta_k \sigma_{\eta ki}^+) + e^{-i\eta} (\beta_{\eta ki}^- - \delta_k \sigma_{\eta ki}^-) + e^{i\zeta} (\beta_{\zeta ki}^+ - \delta_k \sigma_{\zeta ki}^+) + \\ + e^{-i\zeta} (\beta_{\zeta ki}^- - \delta_k \sigma_{\zeta ki}^-)] = 0, \quad i, k = 1, 2 \dots f. \end{aligned}$$

При этом нами введены следующие новые обозначения:

$$\begin{aligned} V_{k\mathbf{g}, i\mathbf{g}} &= \alpha_{ki}, \\ V_{k\mathbf{g}', i\mathbf{g}} &= \beta_{\xi ki}^+, \quad \text{если } \mathbf{g}' - \mathbf{g} = (1, 0, 0), \\ V_{k\mathbf{g}', i\mathbf{g}} &= \beta_{\xi ki}^-, \quad \text{если } \mathbf{g}' - \mathbf{g} = (-1, 0, 0); \end{aligned} \quad (8)$$

величины $\beta_{\eta ki}^{\pm}$ и $\beta_{\zeta ki}^{\pm}$ имеют такое же значение для ионов, соседних в направлениях OY и OZ , соответственно $\mathbf{g}' - \mathbf{g} = (0, \pm 1, 0)$ и $\mathbf{g}' - \mathbf{g} = (0, 0, \pm 1)$.

Совершенно аналогичным образом введены обозначения σ :

$$S_{k\mathbf{g}, i\mathbf{g}} = \begin{cases} 0, & \text{если } i \neq k, \\ 1, & \text{если } i = k, \end{cases}$$

$$S_{k\mathbf{g}', i\mathbf{g}} = \sigma_{\xi ki}^+, \quad \text{при } \mathbf{g}' - \mathbf{g} = (\pm 1, 0, 0) \text{ и т. д.}$$

Таким образом, бесконечная система уравнений (5) сводится к системе f уравнений для неизвестных x_i ($i = 1, 2 \dots f$).

Так как уравнения однородны, то энергия находится из условия разрешимости системы: определитель системы должен быть равен нулю.

Величины σ являются мерой ортогональности функций, принадлежащих соседним ионам. Для сильносвязанных электронов эти функции должны быть почти ортогональны, т. е. $\sigma \ll 1$. Поэтому в целях упрощения уравнений (5') целесообразно совсем пренебречь членами, пропорциональными величинам σ . Тогда вместо (5) получаем

$$x_i \delta_i - \sum_{k=1}^f x_k \alpha_{ki} - \sum_{k=1}^f x_k [(e^{i\xi} \beta_{\xi ki}^+ + e^{-i\xi} \beta_{\xi ki}^-) + (e^{i\eta} \beta_{\eta ki}^+ + e^{-i\eta} \beta_{\eta ki}^-) + (e^{i\zeta} \beta_{\zeta ki}^+ + e^{-i\zeta} \beta_{\zeta ki}^-)] = 0, \quad i, k = 1, 2 \dots f. \quad (9)$$

Если обозначить определитель этой системы через $\Delta(E)$, то энергия E определится как функция квантовых чисел (ξ, η, ζ) , т. е. вектора $\mathbf{K}$, из алгебраического уравнения f -й степени

$$\Delta(E) = 0. \quad (10)$$

Отсюда находим

$$E = E_i(\mathbf{K}), \quad i = 1, 2 \dots f, \quad K^2 \leq 3\pi^2, \quad (11)$$

так что вырожденные состояния атома при образовании кристаллической решетки распадаются на совокупность зон. Нетрудно написать теперь волновые функции электрона, соответствующие движению в этих состояниях. Действительно, величины x_i должны быть пропорциональны минорам Δ_i определителя Δ . Поэтому на основании (2) и (7) имеем для волновой функции электрона в i -й зоне

$$\Psi_{i\mathbf{K}}(\mathbf{r}) = N_{i\mathbf{K}} \sum_{\mathbf{g}=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^f \Delta_k(E_i) e^{i\mathbf{K}\mathbf{g}} \varphi_k(\mathbf{g}), \quad (12)$$

где константа $N_{i\mathbf{K}}$ должна быть выбрана так, чтобы функция $\Psi_{i\mathbf{K}}$ была нормирована на 1 в основном параллелепипеде.

Уравнения (9) и (10), значения энергии (11) и волновые функции (12) следует рассматривать как обобщение соответствующих формул Блоха [1] на случай вырождения исходных атомных состояний. В следующем параграфе мы применим эти уравнения к комбинации S - и P -термов.

Матрица коэффициентов системы уравнений (9) в общем случае неэрмитова. Однако легко доказать, что все собственные значения (т. е. корни уравнения (10)) являются действительными числами с точностью до величин порядка $(E_i - E_k)\sigma_{ik}$. Для этой цели достаточно показать, что с такой же степенью точности матрица системы уравнений (9) является эрмитовой, т. е. необходимо доказать соотношение

$$\beta_{ki}^+ - \beta_{ik}^{-*} \cong |E_i - E_k| \sigma_{ik}. \quad (13)$$

Принимая во внимание (8), (6) и (4), легко получаем

$$\begin{aligned}\beta_{ki}^+ - \beta_{ik}^- &= \int \varphi_k(\mathbf{g}') V(\mathbf{g}') \varphi_i^*(\mathbf{g}) dv - \int \varphi_i^*(\mathbf{g}) V(\mathbf{g}) \varphi_k(\mathbf{g}') dv = \\ &= \int \varphi_k(\mathbf{g}') U(\mathbf{g}') \varphi_i^*(\mathbf{g}) dv - \int \varphi_i^*(\mathbf{g}) U(\mathbf{g}') \varphi_k(\mathbf{g}') dv. \quad (14)\end{aligned}$$

С другой стороны, функции $\varphi_k(\mathbf{g}')$ и $\varphi_i^*(\mathbf{g})$ удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned}\nabla^2 \varphi_i^*(\mathbf{g}) + \mu[E_i - U(\mathbf{g})] \varphi_i^*(\mathbf{g}) &= 0, \\ \nabla^2 \varphi_k(\mathbf{g}') + \mu[E_k - U(\mathbf{g}')] \varphi_k(\mathbf{g}') &= 0.\end{aligned}$$

Умножая первое уравнение на $\varphi_k(\mathbf{g}')$, а второе на $\varphi_i^*(\mathbf{g})$, вычитая результаты и интегрируя по всему объему, находим

$$\begin{aligned}\int [\varphi_k(\mathbf{g}') \nabla^2 \varphi_i^*(\mathbf{g}) - \varphi_i^*(\mathbf{g}) \nabla^2 \varphi_k(\mathbf{g}')] dv + \mu(E - E_k) \sigma_{ik} + \\ + \mu \left| \int \varphi_k(\mathbf{g}') U(\mathbf{g}') \varphi_i^*(\mathbf{g}) dv - \int \varphi_i^*(\mathbf{g}) U(\mathbf{g}') \varphi_k(\mathbf{g}') dv \right| = 0. \quad (15)\end{aligned}$$

Первый интеграл может быть преобразован в поверхностный и, очевидно, равен нулю, в результате получаем

$$\int \varphi_k(\mathbf{g}') U(\mathbf{g}') \varphi_i^*(\mathbf{g}) dv - \int \varphi_i^*(\mathbf{g}) U(\mathbf{g}') \varphi_k(\mathbf{g}') dv = (E_k - E_i) \sigma_{ki}. \quad (15')$$

Сравнение (15') с (14) показывает, что утверждение (13) доказано. Если исходные состояния точно вырождены ($E_i - E_k = 0$, $i, k = 1, 2 \dots f$), то матрица системы уравнений (9) строго эрмитова, т. е. $\beta_{\xi ik}^+ = \beta_{\xi ik}^-$.

§ 2. Комбинация S - и P -термов. D -терм

А. Расщепление в поле простой кубической решетки S - и P -термов было рассмотрено соответственно Блохом [1] и А. Вильсоном [5] в работе о полупроводниках. Мы хотим здесь исследовать случай, когда разность энергий S -терма и P -терма в атоме сравнима с величиной их расщепления в решетке, так что образующиеся из этих термов зоны частью перекрывают друг друга. В этом случае совокупность S - и P -термов следует рассматривать как одно приближенно вырожденное состояние, и для решения проблемы мы можем воспользоваться уравнением (9). Волновые функции, описывающие рассматриваемые состояния, могут быть выбраны в форме

$$\begin{aligned}\varphi_0 &= \varphi(r) \quad (S\text{-терм}), \\ \varphi_1 &= x f(r), \quad \varphi_2 = y f(r), \quad \varphi_3 = z f(r) \quad (P\text{-терм}),\end{aligned} \quad (16)$$

где $\varphi(r)$ и $f(r)$ — экспоненциально убывающие функции, обладающие сферической симметрией.

С помощью этих функций вычислим матричные элементы α и β в (9). Те из них, которые построены на функциях, относящихся к S - и P -термам по-

рознь взятым, были уже найдены в цитированных работах Блоха и Вильсона, так что мы можем непосредственно использовать эти результаты. Неисчезающие элементы этого типа¹ следующие:

$$\begin{aligned}\alpha_{00} &= \alpha_S, \quad \beta_{\xi 00}^{\pm} = \beta_{\eta 00}^{\pm} = \beta_{\zeta 00}^{\pm} = -\beta_S, \\ \alpha_{ii} &= \alpha_P \quad i = 1, 2, 3; \quad \beta_{\xi 11}^{\pm} = \beta_{\eta 22}^{\pm} = \beta_{\zeta 33}^{\pm} = +\gamma_P, \\ \beta_{\eta 11}^{\pm} &= \beta_{\eta 33}^{\pm} = \beta_{\xi 22}^{\pm} = \beta_{\zeta 33}^{\pm} = \beta_{\zeta 11}^{\pm} = \beta_{\xi 22}^{\pm} = -\beta_P.\end{aligned}\quad (17)$$

К этим матричным элементам мы должны еще присоединить матричные элементы, построенные с помощью функций обоих термов, т. е. те элементы, которые передают связь S - и P -термов в кристаллической решетке. Учитывая тот факт, что функция S -терма обладает сферической симметрией, а функции P -термов меняют свой знак при перемене знака у x , y или z соответственно в функциях φ_1 , φ_2 и φ_3 , легко убедиться в том, что отличны от нуля только следующие элементы рассматриваемого типа:

$$\beta_{\xi 01}^{+} = \beta_{\eta 02}^{+} = \beta_{\zeta 03}^{+} = -\beta_{\xi 01}^{-} = \beta_{\eta 02}^{-} = \beta_{\zeta 03}^{-} = +\beta_{SP}. \quad (18)$$

Если мы обозначим через E_S^0 и E_P^0 соответственно энергию S -терма и энергию P -терма изолированного атома, то, подставляя (17) и (18) в (9) и собирая коэффициенты при неизвестных x_i , легко получим следующее секулярное уравнение для определения энергии E :

$E - E_S^0 - \alpha_S +$ $+2\beta_S(\cos \xi +$ $+\cos \eta + \cos \zeta):$	$-2i\beta_{PS} \sin \xi$	$-2i\beta_{PS} \sin \eta$	$-2i\beta_{PS} \sin \zeta$	$= 0. \quad (19)$
$+2i\beta_{SP} \sin \xi$	$E - E_P^0 - \alpha_P -$ $-2\gamma_P \cos \xi +$ $+2\beta_P(\cos \eta + \cos \zeta):$	0	0	
$+2i\beta_{SP} \sin \eta$	0	$E - E_P^0 - \alpha_P -$ $-2\gamma_P \cos \eta +$ $+2\beta_P(\cos \zeta + \cos \xi):$	0	
$+2i\beta_{SP} \sin \zeta$	0	0	$E - E_P^0 - \alpha_P -$ $-2\gamma_P \cos \zeta +$ $+2\gamma_P(\cos \xi + \cos \eta)$	

¹ α_S и β_S совпадают с введенными Блохом величинами α и β , однако мы определяем матричные элементы β_S формулой $\beta_S = -\int \varphi_0(\mathbf{g})V(\mathbf{g})\varphi_0(\mathbf{g}')d\nu$, в то время как Блох ошибочно берет перед интегралом знак $+$, что, как легко убедиться, противоречит дальнейшему использованию символа β . Эта же ошибка повторяется в цитированной работе А. Вильсона.

Матричные элементы β_{PS} и β_{SP} представляют связь состояний S -терма и P -терма. Если их положить равными нулю, то получим из этого уравнения энергию S -терма и P -термов в решетке в той форме, в которой она вычислена Ф. Блохом и соответственно А. Вильсоном, как частный случай для большой энергетической щели между S - и P -термами. В этом случае в уравнении (19) остаются только диагональные члены, и мы получаем четыре зоны, каждая из которых соответствует определенному терму атома:

$$\begin{aligned} E_S &= E_S^0 + \alpha_S - 2\beta_S(\cos \xi + \cos \eta + \cos \zeta) = B(\xi, \eta, \zeta) \text{ (} S\text{-терм)}, \\ E_{P_1} &= E_P^0 + \alpha_P + 2\gamma_P \cos \xi - 2\beta_P(\cos \eta + \cos \zeta) = W(\xi, \eta, \zeta) \text{ (} P\text{-терм)}, \\ E_{P_2} &= W(\eta, \zeta, \xi), \\ E_{P_3} &= W(\zeta, \xi, \eta). \end{aligned} \quad (20)$$

Энергии E_{P_1} , E_{P_2} и E_{P_3} относятся к состояниям $xf(r)$, $yf(r)$ и $zf(r)$ соответственно. Они связаны между собой циклической перестановкой переменных ξ, η, ζ .

В целях упрощения вычисления определителя в (19) введем обозначения

$$\begin{aligned} \delta^2 &= 4\beta_{SP}\beta_{PS}, \\ \gamma_0 &= E - B(\xi, \eta, \zeta), \quad \gamma_1 = E - W(\xi, \eta, \zeta), \quad \gamma_2 = E - W(\eta, \zeta, \xi), \\ \gamma_3 &= E - W(\zeta, \xi, \eta). \end{aligned} \quad (21)$$

Уравнение (19) в этих обозначениях записывается так:

$$\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3 - \delta^2(\gamma_2\gamma_3 \sin^2 \xi + \gamma_1\gamma_3 \sin^2 \eta + \gamma_1\gamma_2 \sin^2 \zeta) = 0. \quad (22)$$

Это полное уравнение четвертой степени для искомой энергии E .

Точное решение этого уравнения (кроме некоторых специальных случаев, как, например, $\xi = \eta = \zeta$, $\xi, \eta = \pm\pi$ и т. п.) ведет к столь сложным выражениям для энергии E , что не представляется целесообразным его разыскивать.

Мы можем, однако, указать приближенный метод решения уравнения (22), который может оказаться полезным в частности в проблеме электропроводности двухвалентных металлов. Уравнение (22) может быть переписано в одной из следующих форм:

$$\gamma_0 - \delta^2 \left(\frac{\sin^2 \xi}{\gamma_1} + \frac{\sin^2 \eta}{\gamma_2} + \frac{\sin^2 \zeta}{\gamma_3} \right) = 0, \quad (23)$$

$$\gamma_1 - \delta^2 \left(\frac{\sin^2 \xi}{\gamma_0} + \frac{\sin^2 \eta}{\gamma_0 \gamma_2} + \frac{\sin^2 \zeta}{\gamma_0 \gamma_3} \right) = 0 \quad (23')$$

и соответственно для γ_2 и γ_3 .

Если рассматриваемая область (ξ, η, ζ) такова, что члены, пропорциональные δ^2 , малы по сравнению с корнями уравнений $\gamma_0 = 0$ и соответственно $\gamma_1 = 0$, то можно в γ_i , стоящих в скобках, подставить вместо E корни этих уравнений и получить корни первого приближения в этой области.

Для вопросов электропроводности представляет интерес область максимальной энергии в S -зоне и минимальной в P -зонах, так как именно через эти области проходит поверхность нулевой энергии. Максимальная энергия в S -зоне получается при $\xi, \eta, \zeta \cong \pm\pi$. Учитывая это, получаем из первого уравнения в (20)

$$\max E_S = E_S^0 + \alpha_S + 6\beta_S.$$

В этой же области энергия P -зон равна (см. (20)):

$$W(\pm\pi, \pm\pi, \pm\pi) = E_P^0 + \alpha_P - 2\gamma_P + 4\beta_P.$$

Для этой области из (23) и (23') находим

$$\begin{aligned} E_S &= B(\xi, \eta, \zeta) - \frac{\delta^2}{\Delta_P} (\sin^2 \xi + \sin^2 \eta + \sin^2 \zeta), \\ E_{P_1} &= W(\xi, \eta, \zeta) + \frac{\delta^2}{\Delta_P} (\sin^2 \xi + \sin^2 \eta + \sin^2 \zeta), \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$\Delta_P = \max E_S - W(\pi, \pi, \pi). \quad (24')$$

Аналогичные формулы для E_{P_2} и E_{P_3} получаются, очевидно, циклической перестановкой ξ, η, ζ из E_{P_1} .

Для минимальной энергии P -зон получаем из (20)

$$\min E_P = E_P^0 + \alpha_P - 2\gamma - 4\beta_P.$$

В этой области для энергии комбинирующих S - и P -термов находим из (23) и (23')

$$E_S = B(\xi, \eta, \zeta) - \frac{\delta^2}{\Delta_S} (\sin^2 \xi + \sin^2 \eta + \sin^2 \zeta), \quad (25)$$

$$E_{P_1} = W(\xi, \eta, \zeta) + \frac{\delta^2}{\Delta_S} \sin^2 \xi \quad (\xi \cong \pm\pi, \eta, \zeta \cong 0), \quad (25')$$

причем здесь

$$\Delta_S = B(\pm\pi, 0, 0) - \min E_P. \quad (25'')$$

Наконец, производя циклическую перестановку индексов (1,2,3) и (ξ, η, ζ) в (23'), получаем для E_{P_2} и E_{P_3}

$$E_{P_2} = W(\eta, \zeta, \xi) + \frac{\delta^2}{\Delta_{12}} \sin^2 \eta, \quad E_{P_3} = W(\zeta, \xi, \eta) + \frac{\delta^2}{\Delta_{12}} \sin^2 \zeta, \quad (26)$$

где

$$\Delta_{12} = B(\pm\pi, 0, 0) - W(0, 0, \pm\pi). \quad (26')$$

Разность между максимальной энергией в S -зоне и минимальной в P -зонах задается формулой

$$\Delta = (E_S^0 - E_P^0) - (\alpha_P - \alpha_S) + 6\beta_S + 2\gamma_P + 4\beta_P. \quad (27)$$

Если зоны перекрываются, то $\Delta > 0$.

Из (20), (24), (25) и (26) легко находим

$$\Delta_P = \Delta - 8\beta_P, \quad \Delta_S = \Delta - 8\beta_S, \quad \Delta_{12} = \Delta - 8\frac{\beta_P + \beta_S}{2}. \quad (27')$$

Значениями этих величин и величины δ^2 определяется влияние связи S - и P -термов на энергию зон в рассмотренных областях пространства (ξ, η, ζ) .

Приведенное здесь исследование энергии в области экстремальных энергий зон позволяет также установить более точно границы применения приближенного метода, исходящего из уравнений (23), (23'). Этот метод отказывается служить в тех случаях, когда величины γ_i ($i = 0, 1, 2, 3$), стоящие в знаменателях членов формул (23) и (23'), обращаются в нуль (или становятся малы). Можно доказать, что γ_1 , γ_2 и γ_3 , стоящие в уравнении (23), вообще не могут обратиться в нуль.

Действительно, они представляют разности типа $B(\xi, \eta, \zeta) - W(\xi, \eta, \zeta)$. Определим минимум этой разности. На основании (2) имеем

$$\min(W - B) = \min[E_P^0 + \alpha_P - E_S^0 - \alpha_S + 2 \cos \xi (\beta_S + \gamma_P) - 2(\beta_P - \beta_S)(\cos \eta + \cos \zeta)].$$

Так как $\beta_P > \beta_S$, то, принимая во внимание (26), получаем

$$\min(W - B) = 8\beta_S - \Delta.$$

Ширина S -зоны равна $6\beta_S$, так как величина перекрытия зон Δ во всяком случае меньше ширины одной из зон, то $\Delta \leq 6\beta_S$ и, следовательно,

$$\min(W - B) \leq 8\beta_S.$$

То же самое, разумеется, можно сказать о величине γ_0 в уравнении (23'). Однако γ_2 и γ_3 могут обращаться в нуль (если $\xi = \eta$ и, соответственно, $\xi = \zeta$). В этом случае можно вместо (23') воспользоваться уравнениями

$$\gamma_1 \gamma_2 - \delta^2 \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_0} \sin^2 \xi + \frac{\gamma_1}{\gamma_0} \sin^2 \eta + \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_0 \gamma_3} \sin^2 \zeta \right) = 0 \quad (23'')$$

и соответственно

$$\gamma_1 \gamma_2 - \delta^2 \left(\frac{\gamma_3}{\gamma_0} \sin^2 \xi + \frac{\gamma_3 \gamma_1}{\gamma_0 \gamma_2} \sin^2 \eta + \frac{\gamma_1}{\gamma_0} \sin^2 \zeta \right) = 0 \quad (23''')$$

и таким образом свести проблему решения уравнения (22) к решению квадратного уравнения. Если $\xi = \eta = \zeta$, то таким же путем придем к кубическому уравнению.

Таким образом можно было бы найти решения во всем пространстве (ξ, η, ζ) , если бы δ была достаточно малой (в сравнении с β_S) величиной.

Чтобы дать представление об энергии как функции (ξ, η, ζ) на более широком интервале изменения этих величин $(\pm\pi)$, рассмотрим $E(\xi, \eta, \zeta)$ на оси

$O\xi$, ($\eta, \zeta = 0$). В этом случае уравнение (22) решается точно, и получаются следующие четыре корня:

$$E_{P_2} = E_{P_3} = W(0, 0, \xi),$$

$$E_{PS}^{\pm} = \frac{1}{2}[B(\xi, 0, 0) + W(\xi, 0, 0)] \pm \frac{1}{2}\sqrt{[B(\xi, 0, 0) - W(\xi, 0, 0)]^2 + 4\delta^2 \sin^2 \xi}. \quad (28)$$

На рис. 1,а представлены уровни энергии как функции ξ для случая несвязанных S - и P -термов ($\delta/(E_P^0 - E_S^0) \ll 1$) и на рис. 1,б для комбинирующих термов, согласно (28). Стрелками указаны переходы уровней (б) в уровни (а) при $\delta \rightarrow 0$.

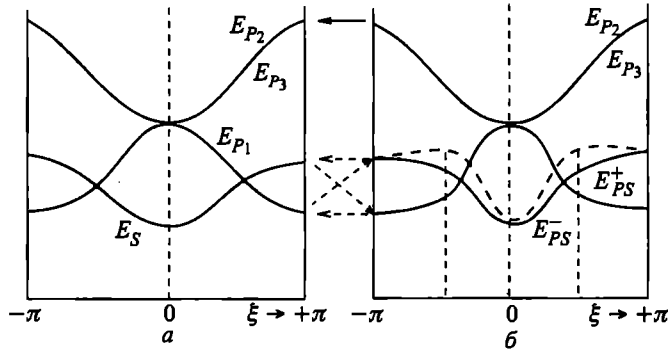


Рис. 1

Как видно из рисунка, связь S - и P -термов уменьшает энергию P -терма в области $\xi \cong \pm\pi/2$ и увеличивает энергию S -терма в этой области. При достаточно большом δ эти области могут принадлежать к числу экстремальных областей энергии. На рис. 1,б кривая для этого случая проведена пунктиром.

Нетрудно получить волновые функции электрона для рассматриваемых состояний. Для этой цели согласно (12) необходимо определить миноры определителя (19). Из (19) легко находим

$$\begin{aligned} \Delta_0 &= \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3, \\ \Delta_1 &= -i\delta \gamma_2 \gamma_3 \sin \xi, \\ \Delta_2 &= -i\delta \gamma_1 \gamma_3 \sin \eta, \\ \Delta_3 &= -i\delta \gamma_1 \gamma_2 \sin \zeta. \end{aligned} \quad (29)$$

Обозначая функции, принадлежащие $\mathbf{g}$ -му атому, как в (12), через $\varphi_0(\mathbf{g})$ для S -функций, и три P -функции через

$$x_{g_1}f(\mathbf{g}), \quad y_{g_2}f(\mathbf{g}), \quad z_{g_3}f(\mathbf{g}), \quad (30)$$

получаем из (12) и (29)

$$\Psi_{\mathbf{K}}(\mathbf{r}) = N_{\mathbf{K}} \sum_{\mathbf{g}=-\infty}^{\infty} \left[\varphi_0(\mathbf{g}) - i\delta \left(\frac{\sin \xi}{\gamma_1} x_{g_1} + \frac{\sin \eta}{\gamma_2} y_{g_2} + \frac{\sin \zeta}{\gamma_3} z_{g_3} \right) f(\mathbf{g}) \right] e^{i\mathbf{K}\mathbf{g}}. \quad (31)$$

Чтобы найти волновую функцию в какой-либо из четырех зон, нужно во все γ_i , $i = 1, 2, 3$, подставить вместо E соответствующий корень уравнения (19). При данных (ξ, η, ζ) , вообще говоря, имеется четыре различных волновых функции, соответствующих четырем зонам. Данной же энергии E будет отвечать значительно большее число состояний, именно столько, сколько точек (ξ, η, ζ) укладывается на поверхности постоянной энергии во всех четырех зонах.

Из условия нормировки функций в объеме основного параллелепипеда, считая функции соседних атомов ортогональными, легко получаем

$$N_{K_1} = \frac{1}{\sqrt{N_1 N_2 N_3}} \frac{1}{\left[1 + \delta^2 \left(\frac{\sin^2 \xi}{\gamma_1} + \frac{\sin^2 \eta}{\gamma_2} + \frac{\sin^2 \zeta}{\gamma_3} \right) \right]^{1/2}}. \quad (31')$$

Существуют значения (ξ, η, ζ) , при которых одна из γ_i обращается в нуль; это случается тогда, когда $E = W$, т.е. энергия электрона равна энергии одного из P -термов, взятого вне связи с S -термом.

В этом случае, принимая во внимание (31) и (32), нетрудно убедиться в том, что волновая функция (31) обращается в волновую функцию соответствующего P -терма

$$\Psi_{P_1} = -\frac{i}{\sqrt{N_1 N_2 N_3}} \sum_{\mathbf{g}=-\infty}^{\infty} x_{g_1} f(\mathbf{g}) e^{i(\mathbf{K}\mathbf{g})}. \quad (32)$$

В. D -термы. Волновые функции D -терма изолированного атома могут быть взяты в форме [5]

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= xyf(r), & \varphi_2 &= yzf(r), & \varphi_3 &= zxf(r), \\ \varphi_4 &= (x^2 - y^2)f(r), & \varphi_5 &= (y^2 - z^2)f(r). \end{aligned} \quad (33)$$

Можно легко проверить, что первые три функции не комбинируются между собой, а также с последними двумя. Поэтому матрица системы уравнений (9) для состояний D -терма должна распадаться на одну диагональную матрицу для первых трех состояний D -терма и на матрицу второго ранга для последних двух.

Сравнение первых трех функций φ_1 , φ_2 и φ_3 с функциями P -терма (16) показывает, что соответствующие им матричные элементы должны обладать такими же свойствами, как и матричные элементы состояний P -терма. Следовательно, энергия этих состояний будет такой же функцией чисел ξ , η , ζ , как и энергия P -термов — $W(\xi, \eta, \zeta)$ и т.п. (20). Таким образом мы можем написать сразу три корня секулярного уравнения для состояний D -терма:

$$\begin{aligned} E_{D_1} &= E_D^0 + \alpha_D + 2\gamma_D \cos \xi - 2\beta_D (\cos \eta + \cos \zeta) = D(\xi, \eta, \zeta), \\ E_{D_2} &= D(\eta, \zeta, \xi) \quad \text{и} \quad E_{D_3} = D(\zeta, \xi, \eta). \end{aligned} \quad (34)$$

При этом величины γ и β определены также как для P -терма (17).

Последние два состояния φ_4 и φ_5 комбинируются между собой и дают секулярное уравнение

$$\begin{vmatrix} E - E_D^0 - \alpha'_D + 2\beta'_D(\cos \xi + \cos \eta) + 2\beta''_D \cos \xi & -\alpha''_D + \gamma'_D(\cos \xi + \cos \zeta) + \gamma''_D \cos \eta \\ \dots\dots\dots & \dots\dots\dots \\ -\alpha''_D + \gamma'_D(\cos \xi + \cos \eta) + \gamma''_D \cos \eta & E - E_D^0 - \alpha'_D(\cos \zeta + \cos \eta) + 2\beta''_D \cos \xi \end{vmatrix} = 0. \quad (35)$$

Здесь знаки матричных элементов определены так же, как и для S - и P -термов, а именно, знаки α_D , γ_D , β_D совпадают, соответственно, со знаками α_P , γ_P , β_P . Решая уравнение (35), получаем еще две D -зоны:

$$E_D^\pm = E_D^0 + \alpha'_D - \cos \xi(\beta'_D + \beta''_D) - 2 \cos \eta \beta'_D - \cos \zeta(\beta'_D + \beta''_D) \pm 2 \sqrt{(\cos \xi - \cos \zeta)^2(\beta'_D - \beta''_D)^2 + [\alpha''_D - \gamma'_D(\cos \xi + \cos \zeta) - \gamma''_D \cos \eta]^2}. \quad (36)$$

Нетрудно написать волновые функции для D -зон. Учитывая (12) и (33), получаем волновые функции первых трех D -зон

$$\Psi_{D_1\mathbf{K}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{N_1 N_2 N_3}} \sum_{\mathbf{g}=-\infty}^{\infty} x_{g_1} y_{g_2} f(\mathbf{g}) e^{i\mathbf{K}\mathbf{g}} \quad (37)$$

и еще две функции одновременной циклической перестановкой (x, y, z) и (g_1, g_2, g_3) . Для комбинирующихся D -зон из (12), (35) и (36) находим

$$\Psi_{D\pm\mathbf{K}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{N_1 N_2 N_3 (\Delta_1^2 + \Delta_2^2)}} \sum_{\mathbf{g}=-\infty}^{\infty} [\Delta_1(x_{g_1}^2 - y_{g_2}^2) + \Delta_2(y_{g_2}^2 - z_{g_3}^2)] f(\mathbf{g}) e^{i\mathbf{K}\mathbf{g}}, \quad (37')$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= E^\pm - E_D^0 - \alpha'_D + 2\beta'_D(\cos \zeta + \cos \eta) + 2\beta''_D \cos \xi, \\ \Delta_2 &= \alpha''_D - \gamma'_D(\cos \xi + \cos \zeta) - \gamma''_D \cos \eta. \end{aligned} \quad (37'')$$

С помощью уравнений (9) могли бы быть рассмотренными также и высшие термы. Однако, чем выше терм, тем менее быстро спадает волновая функция по мере удаления от центра атома (узла решетки), так что для определенных состояний уже нельзя ограничиться учетом взаимодействия только соседних ионов, как это было положено в основу вывода системы уравнений (9). Далее необходимо иметь в виду то обстоятельство, что чем выше термы, тем меньше

разность между энергиями соседних термов, а следовательно, тем большее число термов будет комбинировать между собой. Начиная с некоторого терма в комбинацию должны войти состояния, отвечающие положительной энергии (непрерывный спектр), которые описываются волнами, уходящими от центра атома и приходящими к нему. Суперпозиция этих состояний при движении электрона в кристаллической решетке дает такое состояние $E(\xi, \eta, \zeta)$, в котором электрон способен покинуть кристалл (например термоэмиссия)¹.

§ 3. Ряды Фурье для волновых функций электрона в неограниченном кристалле

Как уже было отмечено в начале статьи, волновые функции электрона в кристаллической решетке, получающиеся в виде суперпозиции функций отдельных атомов (§ 1, формула (12)), неудобны для практических применений. С другой стороны, из общей теории движения электрона в периодическом поле известно [1], что в этом случае волновая функция должна иметь вид²

$$\Psi_{\mathbf{K}}(\mathbf{r}) = e^{i(\mathbf{K}\mathbf{r})/a} U_{\mathbf{K}}(\mathbf{r}), \quad (38)$$

где $U_{\mathbf{K}}(\mathbf{r})$ является периодической функцией вектора $\mathbf{r}$ с периодом решетки и представляет фактор, модулирующий волну $e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}a}$ (чем сильнее связаны электроны, тем более резка эта модуляция; для свободных электронов $U_{\mathbf{K}}(\mathbf{r}) = \text{const}$). В этом параграфе мы переходим к изложению метода, посредством которого волновые функции (12) могут быть представлены в форме (38).

Для этого заметим, что волновые функции изолированных атомов $\varphi(\mathbf{g})$, из которых строится волновая функция электрона в решетке, являются многочленами, умноженными на экспоненциальный множитель $e^{-r_{\mathbf{g}}/a_0}$, где $r_{\mathbf{g}}$ — расстояние от центра $\mathbf{g}$ -го атома и a_0 — радиус «орбиты» рассматриваемого состояния. Поэтому для того, чтобы преобразовать общую функцию $\Psi_{i\mathbf{K}}(\mathbf{r})$ из (12), достаточно рассмотреть преобразование суммы вида

$$S_{nml}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{g}=-\infty}^{\infty} x_{g_1}^n y_{g_2}^m z_{g_3}^l e^{-r_{\mathbf{g}}/a_0 + i(\mathbf{K}\mathbf{g})}, \quad (39)$$

где

$$x_{g_1} = x - ag_1, \quad y_{g_2} = y - ag_2, \quad z_{g_3} = z - ag_3$$

и

$$r_{\mathbf{g}} = \sqrt{x_{g_1}^2 + y_{g_2}^2 + z_{g_3}^2}.$$

¹ При этом мы абстрагируемся от роли сил электрического изображения, которые, особенно в легких металлах, играют существенную роль и могут воспрепятствовать электрону покинуть металл. Ср. с работой [6].

² Здесь, как и в предыдущем параграфе, мы ограничиваемся исследованием простой кубической решетки ($a = b = c$).

Для дальнейшего целесообразно перейти к безразмерным координатам

$$\alpha_{g_1} = \frac{x_{g_1}}{a} = \alpha - g_1, \quad \beta_{g_2} = \frac{y_{g_2}}{a} = \beta - g_2, \quad \gamma_{g_3} = \frac{z_{g_3}}{a} = \gamma - g_3$$

и ввести новое обозначение

$$k = \frac{a}{a_0}. \quad (40)$$

Величина k является мерой «связанности» электронов, так как она определяет отношение расстояния между атомами решетки a к a_0 — длине, характеризующей быстроту убывания волновых функций по мере удаления от центра атома.

В этих обозначениях формула (39) принимает вид

$$S_{nml}(\mathbf{r}) = a^{n+m+l} \sum_{\mathbf{g}=-\infty}^{\infty} \alpha_{g_1}^n \beta_{g_2}^m \gamma_{g_3}^l e^{-k\sqrt{\alpha_{g_1}^2 + \beta_{g_2}^2 + \gamma_{g_3}^2} + i(\mathbf{K}\mathbf{g})}. \quad (39')$$

Представим теперь экспоненциальную функцию в (39') интегралом Фурье. При этом мы опустим у величин α_{g_1} , β_{g_2} , γ_{g_3} индексы g_1 , g_2 , g_3 и положим $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = \rho^2$:

$$e^{-k\rho} = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} du dv dw A(u, v, w) e^{i(u\alpha + v\beta + w\gamma)}, \quad (41)$$

где

$$A(u, v, w) = \iiint_{-\infty}^{\infty} d\alpha d\beta d\gamma e^{-k\rho - i(u\alpha + v\beta + w\gamma)}. \quad (42)$$

Для выполнения интегрирования в (42) введем в пространстве α, β, γ полярную систему координат $(\rho, \vartheta, \varphi)$, ориентированную таким образом, что угол между вектором $\mathbf{p}$ с компонентами u, v, w и радиусом-вектором ρ равнялся бы ϑ .

Тогда получим

$$d\alpha d\beta d\gamma = \rho^2 d\rho \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad u\alpha + v\beta + w\gamma = \rho \cos \vartheta.$$

Подставляя это в (42), находим

$$\begin{aligned} A(u, v, w) &= \int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \rho^2 d\rho \sin \vartheta d\vartheta d\varphi e^{-k\rho - i\rho \cos \vartheta} = \\ &= 2\pi \int_0^{\infty} \rho^2 d\rho e^{-k\rho} \int_0^{\pi} \sin \vartheta d\vartheta e^{-i\rho \cos \vartheta}. \end{aligned}$$

Полагая $\cos \vartheta = x$, можем написать:

$$A(u, v, w) = 2\pi \int_0^{\infty} \rho^2 d\rho e^{-k\rho} \int_{-1}^1 e^{i\rho\rho x} dx.$$

Выполняя здесь элементарные интегрирования по x и ρ , без труда приходим к результату

$$A(u, v, w) = \frac{8\pi k}{(k^2 + \mathbf{p}^2)^2} = \frac{8\pi k}{(k^2 + u^2 + v^2 + w^2)^2}. \quad (43)$$

Теперь мы можем легко представить интегралом Фурье произведение экспоненциальной функции на целые положительные степени α , β и γ :

$$\alpha^n \beta^m \gamma^l e^{-k\rho} = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} du dv dw A_{nml}(u, v, w) e^{i(u\alpha + v\beta + w\gamma)}. \quad (41')$$

Фурье-амплитуды A_{nml} получаются из A в (43) простым дифференцированием по u , v , w :

$$A_{nml}(u, v, w) = \left(i \frac{\partial}{\partial u}\right)^n \left(i \frac{\partial}{\partial v}\right)^m \left(i \frac{\partial}{\partial w}\right)^l A(u, v, w). \quad (43')$$

В справедливости этого утверждения нетрудно убедиться, подставляя (43') в (41') и интегрируя по частям.

С помощью (41') мы можем записать теперь сумму $\mathbf{S}_{nml}(\mathbf{r})$ (39') в следующей форме:

$$\mathbf{S}_{nml}(\mathbf{r}) = \frac{a^{n+m+l}}{(2\pi)^3} \sum_{\mathbf{g}=-\infty}^{\infty} e^{i\mathbf{K}\mathbf{g}} \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{i(u\alpha_{g_1} + v\beta_{g_2} + w\gamma_{g_3})} A_{nml}(u, v, w) du dv dw,$$

и, наконец, подставляя сюда α_{g_1} , β_{g_2} , γ_{g_3} из (40) и A_{nml} из (43'), получим

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{nml}(\mathbf{r}) = \frac{a^{n+m+l}}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} dw e^{iw\gamma} S(\zeta, w) \left(i \frac{\partial}{\partial w}\right)^l \int_{-\infty}^{\infty} dv e^{iv\beta} \times \\ \times S(\eta, v) \left(i \frac{\partial}{\partial v}\right)^m \int_{-\infty}^{\infty} du e^{iu\alpha} S(\xi, u) \left(i \frac{\partial}{\partial u}\right)^n A, \end{aligned} \quad (44)$$

где через $S(\xi, u)$ обозначена сумма

$$S(\xi, u) = \sum_{g_1=-\infty}^{\infty} e^{i(\xi-u)g_1} = \sum_{g_1=0}^{\infty} e^{i(\xi-u)g_1} + \sum_{g_1=0}^{\infty} e^{-i(\xi-u)g_1} - 1 \quad (45)$$

и соответствующий смысл имеют символы $S(\eta, v)$ и $S(\zeta, w)$.

Для выполнения здесь суммирования и интегралов мы применим тот же метод интегрирования в комплексной плоскости, которым пользуется М. Борн [8] в теории кристаллической решетки.

Интеграл по u в формуле (44) может быть записан, с учетом (45), в следующей форме:

$$I_n(v, w) = \int_{-\infty}^{\infty} du e^{iu\alpha} S(\xi, u) \left(i \frac{\partial}{\partial u} \right)^n A(u, v, w) = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} f_n(u) \sum_{g_1=0}^{\infty} e^{i(\xi-u)g_1} du + \int_{-\infty}^{\infty} f_n(u) \sum_{g_1=0}^{\infty} e^{-i(\xi-u)g_1} du - \int_{-\infty}^{\infty} f_n(u) du, \quad (46)$$

где

$$f_n(u) = e^{iu\alpha} \left(i \frac{\partial}{\partial u} \right)^n A(u, v, w). \quad (47)$$

Пути интегрирования по действительной переменной u в (46) мы сместим в плоскости комплексной переменной $z = u + i\varepsilon$ так, что в первом слагаемом интегрирование будет выполняться по горизонтальной прямой (1), лежащей ниже действительной оси ($\varepsilon < 0$), а во втором слагаемом — по прямой (2), лежащей выше этой оси ($\varepsilon > 0$), как это показано на рис. 2.

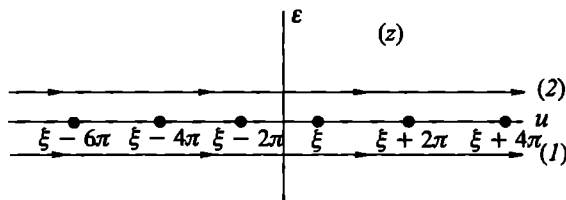


Рис. 2

Тогда, как легко убедиться, суммы, стоящие под интегралами, оказываются конечными:

$$\sum_{g_1=0}^{\infty} e^{i(\xi-z)g_1} = \frac{1}{1 - e^{i(\xi-z)}} = \frac{1}{2} - \frac{i}{2} \frac{\sin(z - \xi)}{1 - \cos(z - \xi)}, \\ \sum_{g_1=0}^{\infty} e^{-i(\xi-z)g_1} = \frac{1}{1 - e^{-i(\xi-z)}} = \frac{1}{2} + \frac{i}{2} \frac{\sin(z - \xi)}{1 - \cos(z - \xi)}.$$

Подставляя это в (46) и замечая, что при $\varepsilon \rightarrow 0$ последний интеграл в (46) сокращается с не имеющими на действительной оси полюсов частями первых двух интегралов, мы получаем вместо (47)

$$I_n(v, w) = -\frac{i}{2} \int_{(1) \rightarrow} f_n(z) \frac{\sin(z - \xi) dz}{1 - \cos(z - \xi)} + \frac{i}{2} \int_{(2) \rightarrow} f_n(z) \frac{\sin(z - \xi) dz}{1 - \cos(z - \xi)}.$$

Подынтегральные выражения в этой формуле имеют полюса, лежащие на действительной оси в точках

$$z = \xi + 2\pi g_1, \quad (48)$$

где g_1 — любое целое число.

Меняя во втором интеграле направление интегрирования и замечая, что в бесконечностях на действительной оси (и около нее) функция $f_n(u)$ исчезает, получаем интегрирование по замкнутому контуру, охватывающему действительную ось,

$$I_n(v, w) = -\frac{i}{2} \oint f_n(z) \frac{\sin(z - \xi) dz}{1 - \cos(z - \xi)}.$$

Отсюда по теореме Коши о вычетах находим

$$I_n(v, w) = 2\pi \sum_{g_1=-\infty}^{\infty} f_n(\xi + 2\pi g_1)$$

или на основании (47)

$$I_n(v, w) = 2\pi e^{i\alpha\xi} \sum_{g_1=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i g_1 \alpha} \left(i \frac{\partial}{\partial \xi}\right)^n A(\xi + 2\pi g_1, v, w). \quad (49)$$

Подставляя это в (44) и учитывая (46), получаем

$$\begin{aligned} S_{nml}(\mathbf{r}) = & \frac{a^{n+m+l}}{(2\pi)^3} 2\pi e^{i\alpha\xi} \sum_{g_1=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i g_1 \alpha} \left(i \frac{\partial}{\partial \xi}\right)^n \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} dw e^{iw\gamma} S(\zeta, w) \left(i \frac{\partial}{\partial w}\right)^l \int_{-\infty}^{\infty} dv e^{iv\beta} S(\eta, v) \left(i \frac{\partial}{\partial v}\right)^m A(\xi + 2\pi g_1, v, w). \end{aligned}$$

И, наконец, применяя тот же метод интегрирования последовательно к интегралам по v и w , мы приходим к результату

$$\begin{aligned} S_{nml}(\mathbf{r}) = & a^{n+m+l} e^{i(\alpha\xi + \beta\eta + \gamma\zeta)} \sum_{g_1, g_2, g_3=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(g_1\alpha + g_2\beta + g_3\gamma)} \left(i \frac{\partial}{\partial \xi}\right)^n \left(i \frac{\partial}{\partial \eta}\right)^m \times \\ & \times \left(i \frac{\partial}{\partial \xi}\right)^l A(\xi + 2\pi g_1, \eta + 2\pi g_2, \zeta + 2\pi g_3). \end{aligned}$$

Перейдем здесь к векторным обозначениям $\mathbf{K} = (\xi, \eta, \zeta)$, $\mathbf{g} = (g_1, g_2, g_3)$, $\mathbf{r} = (\alpha a, \beta a, \gamma a)$ и учтем (43):

$$\begin{aligned} S_{nml}(\mathbf{r}) = & 8\pi k e^{i(\mathbf{K}\mathbf{r})/a} \sum_{\mathbf{g}=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(\mathbf{g}\mathbf{r})/a} \left(ia \frac{\partial}{\partial \xi}\right)^n \left(ia \frac{\partial}{\partial \eta}\right)^m \left(ia \frac{\partial}{\partial \xi}\right)^l \times \\ & \times \frac{1}{[(\mathbf{K} + 2\pi\mathbf{g})^2 + k^2]^2}. \quad (50) \end{aligned}$$

Отсюда следует, что если волновая функция $\varphi(x, y, z)$ изолированных атомов, из которых строится решетка, имеет вид произведения многочлена по x, y, z на экспоненциальный множитель e^{-r/a_0}

$$\varphi(x, y, z) = F(x, y, z) e^{-r/a_0}, \quad (51)$$

то соответствующая волновая функция $\Psi_{\mathbf{K}}(\mathbf{r})$, описывающая движение электрона в кристаллической решетке, имеет вид

$$\Psi_{\mathbf{K}}(\mathbf{r}) = N \sum_{g_1, g_2, g_3 = -\infty}^{\infty} e^{i(\mathbf{K}\mathbf{g})} F(x_{g_1}, y_{g_2}, z_{g_3}) e^{-r_{\mathbf{g}}/a_0}. \quad (52)$$

Здесь N — нормирующий множитель, который может быть представлен в виде (38) с модулирующей функцией $U_{\mathbf{K}}(\mathbf{r})$, равной

$$U_{\mathbf{K}}(\mathbf{r}) = 8\pi k N \sum_{\mathbf{g} = -\infty}^{\infty} e^{2\pi i(\mathbf{g}\mathbf{r})/a} F\left(ia\frac{\partial}{\partial \xi}, ia\frac{\partial}{\partial \eta}, ia\frac{\partial}{\partial \zeta}\right) \frac{1}{[(\mathbf{K} + 2\pi\mathbf{g})^2 + k^2]^2}, \quad (53)$$

где $k = \frac{a}{a_0}$, а $F\left(ia\frac{\partial}{\partial \xi}, ia\frac{\partial}{\partial \eta}, ia\frac{\partial}{\partial \zeta}\right)$ — оператор, получающийся из многочлена $F(x, y, z)$ заменой $x \rightarrow ia\frac{\partial}{\partial \xi}$, $y \rightarrow ia\frac{\partial}{\partial \eta}$ и $z \rightarrow ia\frac{\partial}{\partial \zeta}$.

Пользуясь этой формулой, находим без труда для функций S -зоны ($F(x, y, z) = \text{const} = N_S$)

$$\Psi_{S\mathbf{K}}(\mathbf{r}) = 8\pi k_S N N_S e^{i(\mathbf{K}\mathbf{r})/a} \sum_{\mathbf{g} = -\infty}^{\infty} \frac{e^{2\pi i(\mathbf{g}\mathbf{r})/a}}{[(\mathbf{K} + 2\pi\mathbf{g})^2 + k_S^2]^2}, \quad (54)$$

где через N_S обозначен нормирующий множитель функции S -терма изолированного атома.

Таким же образом найдем для функции P -терма (функция $N_P x e^{-r/a_0}$)

$$\Psi_{P\mathbf{K}}(\mathbf{r}) = -8\pi k_P ia 4N N_P e^{i(\mathbf{K}\mathbf{r})/a} \sum_{\mathbf{g} = -\infty}^{\infty} \frac{e^{2\pi i(\mathbf{g}\mathbf{r})/a} (\xi + 2\pi g_1)}{[(\mathbf{K} + 2\pi\mathbf{g})^2 + k^2]^3} \quad (55)$$

и аналогичные формулы для двух других функций.

Ряд Фурье (52), представляющий модулирующую функцию, при любом операторе F сходится быстрее, чем ряд обратных четвертых степеней натуральных чисел и, как легко убедиться, тем быстрее, чем выше порядок оператора F ; так, например, для S -функций коэффициенты ряда Фурье убывают примерно как $\sim 1/n^4$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), а для P -функций уже как $\sim 1/n^5$. Поэтому эти ряды могут оказаться весьма полезными в вопросах металлооптики, электропроводности и аналогичных проблемах, связанных с движением электрона в кристаллической решетке.

§ 4. Волновые функции электрона в ограниченном кристалле

Рассмотрим теперь движение электрона в кристалле, занимающем полупространство $x < 0$. Полагая, что электрический потенциал $U(\mathbf{r})$ в уравнении (1) остается у границы кристалла той же периодической функцией $\mathbf{r}$, что и вдали от нее (это, разумеется, верно только приближенно), мы можем воспользоваться непосредственно решениями (12), образовав из них такую линейную комбинацию, чтобы в направлении OX получалась бы стоячая волна с узлом на поверхности кристалла (т. е. при $g_1 = 0$). Учитывая еще то обстоятельство, что в этом случае суммирование по g_1 идет в интервале от 0 до ∞ , (а не от $-\infty$ до ∞ , как это было для неограниченного кристалла), мы находим из (12) волновую функцию для кристалла, занимающего полупространство

$$\Psi_{i\mathbf{K}}(\mathbf{r}) = N_{i\mathbf{K}} \sum_{g_1=0}^{\infty} \sum_{g'=-\infty}^{\infty} (e^{i\xi g_1} - e^{-i\xi g_1}) e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{g}')} \sum_{k=1}^f \Delta_k(E_i) \varphi_k(\mathbf{g}), \quad (56)$$

где $N_{i\mathbf{K}}$ — новый нормирующий множитель, а $\mathbf{K}'$ и $\mathbf{g}'$ — двумерные векторы с компонентами (η, ζ) и (g_2, g_3) соответственно.

Для того чтобы преобразовать эту функцию к виду, удобному в приложениях, мы поступим так же, как поступали в случае неограниченного кристалла, а именно, рассмотрим сумму

$$S'_{nml}(\mathbf{r}) = a^{n+m+l} \sum_{g_1=0}^{\infty} \sum_{\mathbf{g}'=-\infty}^{\infty} \alpha_{g_1}^n \beta_{g_2}^m \gamma_{g_3}^l e^{-k\sqrt{\alpha_{g_1}^2 + \beta_{g_2}^2 + \gamma_{g_3}^2} + i\xi g_1 + i(\mathbf{K}'\mathbf{g}')} . \quad (57)$$

Применяя к этой сумме интегральное преобразование Фурье (41'), мы таким же путем, который был изложен в предыдущем параграфе, получим вместо (57) для суммы S' формулу:

$$S'_{nml}(\mathbf{r}) = \frac{a^{n+m+l}}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} du e^{iu\alpha} S'(\xi, u) \left(i \frac{\partial}{\partial u} \right)^n \int_{-\infty}^{\infty} dv e^{iv\beta} S(\eta, v) \left(i \frac{\partial}{\partial v} \right)^m \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} dw e^{iw\gamma} S(\zeta, w) \left(i \frac{\partial}{\partial w} \right)^l A,$$

где

$$S'(\xi, u) = \sum_{g_1=0}^{\infty} e^{i(\xi-u)g_1}. \quad (58)$$

Выполняя здесь интегрирование сперва по v и w так, как это было сделано для случая неограниченного кристалла в предыдущем параграфе, находим

$$\mathbf{S}'_{nm\ell}(\mathbf{r}) = \frac{a^{n+m+\ell}}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} du e^{iu\alpha} S'(\xi, u) \left(i \frac{\partial}{\partial u} \right)^n e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{r}') \cdot \mathbf{x}} \\ \times \sum_{\sigma'=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(\mathbf{g}'\mathbf{r})/\alpha} \left(i \frac{\partial}{\partial \eta} \right)^m \left(i \frac{\partial}{\partial \zeta} \right)^{\ell} A(u, \eta + 2\pi g, \zeta + 2\pi g),$$

и, наконец, подставляя сюда значение A из (43) и меняя порядок суммирования и интегрирования, получаем

$$\mathbf{S}'_{nml}(\mathbf{r}) = 4k a^{n+m+l} e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{r})/a} \sum_{g'=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(\mathbf{g}'\mathbf{r})/a} \left(i \frac{\partial}{\partial \eta}\right)^m \left(i \frac{\partial}{\partial \zeta}\right)^l \int_{-\infty}^{\infty} du e^{iu\alpha} \times \\ \times S'(\xi, u) \left(i \frac{\partial}{\partial u}\right)^n \frac{1}{(q^2 + u^2)^2}, \quad (59)$$

где

$$q^2 = k^2 + (\eta + 2\pi q_2)^2 + (\zeta + 2\pi q_3)^2 = k^2 + (\mathbf{K}' + 2\pi \mathbf{g}')^2. \quad (60)$$

Смещая опять интегрирование по u в плоскость комплексной переменной $z = u + i\varepsilon$, а именно в область ниже действительной оси ($\varepsilon < 0$, путь I , рис. 3), мы обеспечим сходимость суммы $S'(\xi, u)$:

$$S'(\xi, u) = \frac{1}{1 - e^{i(\xi - z)}}.$$

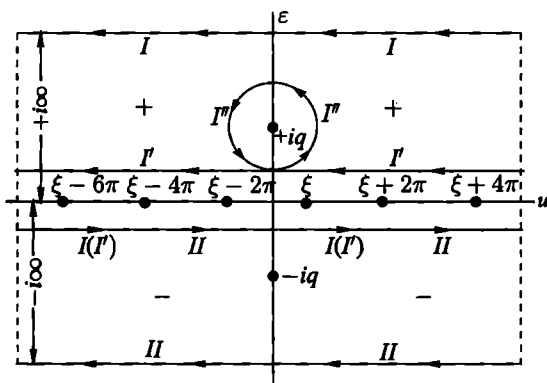


Рис. 3

Подставляя этот результат в (59), получаем

$$S'_{nml}(\mathbf{r}) = 4k a^{n+m+l} e^{(\mathbf{K}'\mathbf{r})/a} \times \\ \times \sum_{g'=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(\mathbf{g}'\mathbf{r})/a} \left(i \frac{\partial}{\partial \eta}\right)^m \left(i \frac{\partial}{\partial \zeta}\right)^l \int_{(I) \rightarrow} \frac{e^{iz\alpha}}{1 - e^{i(\xi-z)}} \left(i \frac{\partial}{\partial z}\right)^n \frac{1}{(q^2 + z^2)^2} dz. \quad (61)$$

Теперь остается только исследовать входящий в формулу (61) интеграл по z

$$I_n(q) = \int_{(I)} \frac{e^{iz\alpha}}{1 - e^{i(\xi-z)}} \left(i \frac{\partial}{\partial z}\right)^n \frac{1}{(q^2 + z^2)^2} dz.$$

При этом следует различать, в зависимости от знака α , два случая: 1) $\alpha = x/a > 0$ (внутри кристалла) и 2) $\alpha = x/a < 0$ (вне кристалла). В первом случае $e^{iz\alpha}/z^2$ исчезает на бесконечно большом полукруге в положительной полуплоскости z (рис. 3, +), во втором случае — в отрицательной (—). Полюсы подынтегрального выражения лежат на действительной оси

$$z = \xi + 2\pi g_1 \quad (62)$$

и на мнимой оси

$$z = \pm iq. \quad (62')$$

Согласно сказанному о поведении интегрируемой в $I_n(q)$ функции в комплексной плоскости, мы можем провести интегрирование в первом случае по пути (I) (рис. 3), охватывающему полюс $z = +iq$ и полюсы на действительной оси:

1) $\alpha > 0$

$$I_n^{(i)}(q) = \oint_{(I)} \frac{e^{iz\alpha} dz}{1 - e^{i(\xi-z)}} \left(i \frac{\partial}{\partial z}\right)^n \frac{1}{(q + z^2)^2}, \quad (63)$$

а во втором случае по пути (II), охватывающему полюс $z = -iq$,

2) $\alpha < 0$

$$I_n^{(a)}(q) = \oint_{(II)} \frac{e^{iz\alpha} dz}{1 - e^{i(\xi-z)}} \left(i \frac{\partial}{\partial z}\right)^n \frac{1}{(q^2 + z^2)^2}.$$

Контур интегриации (I) интеграла $I^{(i)}$ мы деформируем в два контура (I') и (I''), первый из которых охватывает только полюс $z = +iq$, а во второй только полюсы на действительной оси (рис. 3).

Как легко убедиться, интеграл по контуру (I'') дает

$$\oint_{(I'')} \frac{e^{iz\alpha} dz}{1 - e^{i(\xi-z)}} \left(i \frac{\partial}{\partial z}\right)^n \frac{1}{(q^2 + z^2)^2} = \\ = 2\pi \sum_{g_1=-\infty}^{\infty} e^{i(\xi+2\pi g_1)\alpha} \left(i \frac{\partial}{\partial \xi}\right)^n \frac{1}{[q^2 + (\xi + 2\pi g_1)^2]^2}. \quad (64)$$

Интегралы по контуру (I') мы обозначим присоединением значка $z = +iq$, и соответственно для интеграла $I^{(a)}$ интеграцию по контуру (III), содержащему только полюс $z = -iq$, обозначим значком $z = -iq$.

Подставляя тогда (63) в (61) и принимая во внимание (64), получим

$$\begin{aligned}
 S'_{nml}{}^{(i)}(\mathbf{r}) &= 8\pi k e^{i(\mathbf{K}\mathbf{r})/a} \sum_{g'=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(\mathbf{K}\mathbf{r})/a} \left(ia \frac{\partial}{\partial \xi}\right)^n \left(ia \frac{\partial}{\partial \eta}\right)^m \left(ia \frac{\partial}{\partial \zeta}\right)^l \times \\
 &\times \frac{1}{[(\mathbf{K} + 2\pi \mathbf{g})^2 + k^2]^2} + 4k e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{r})/a} \sum_{g'=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(\mathbf{g}'\mathbf{r})/a} \oint_{z=+iq} \frac{e^{iz\alpha} dz}{1 - e^{i(\xi-z)}} \times \\
 &\times \left(ia \frac{\partial}{\partial z}\right)^n \left(ia \frac{\partial}{\partial \eta}\right)^m \left(ia \frac{\partial}{\partial \zeta}\right)^l \frac{1}{(q^2 + z^2)^2}, \quad \alpha = x/a > 0, \quad \text{и} \quad (65) \\
 S'_{nml}{}^{(a)}(\mathbf{r}) &= 4k e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{r})/a} \sum_{g'=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(\mathbf{g}'\mathbf{r})/a} \oint_{z=-iq} \frac{e^{iz\alpha} dz}{1 - e^{i(\xi-z)}} \times \\
 &\times \left(ia \frac{\partial}{\partial \eta}\right)^m \left(ia \frac{\partial}{\partial \zeta}\right)^l \left(ia \frac{\partial}{\partial z}\right)^n \frac{1}{(q^2 + z^2)^2}, \quad \alpha = x/a < 0.
 \end{aligned}$$

Таким образом, нами вычислена только одна часть волновой функции в полукристалле, именно, отвечающая в (56) волне $e^{i\xi g_1}$; для того чтобы построить полную функцию, нужно взять еще часть с $e^{-i\xi g_1}$ и вычесть из первой. Эта последняя часть, очевидно, получится из уже вычисленной (65) простой заменой знака у ξ .

Поэтому, замечая, что

$$\frac{1}{1 - e^{i(\xi-z)}} - \frac{1}{1 - e^{-i(\xi+z)}} = \frac{i \sin \xi}{\cos z - \cos \xi},$$

получим для $S_{nml}(\mathbf{r}) = S'_{nml}(\mathbf{r}, \xi) - S'_{nml}(\mathbf{r}, -\xi)$, при $x > 0$:

$$\begin{aligned}
 S_{nml}^{(i)}(\mathbf{r}) &= 16\pi k i e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{r})/a} \sum_{g=-\infty}^{\infty} \sin(\xi + 2\pi g_1) \frac{x}{a} e^{2\pi i(\mathbf{g}'\mathbf{r})/a} \times \\
 &\times \left(ia \frac{\partial}{\partial \xi}\right)^n \left(ia \frac{\partial}{\partial \eta}\right)^m \left(ia \frac{\partial}{\partial \zeta}\right)^l \frac{1}{[(\mathbf{K} + 2\pi \mathbf{g})^2 + k^2]^2} + 4k i \sin \xi e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{r})/a} \times \\
 &\times \sum_{g'=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(\mathbf{g}'\mathbf{r})/a} \oint_{z=+iq} \frac{e^{iz\alpha} dz}{\cos z - \cos \xi} \left(ia \frac{\partial}{\partial \eta}\right)^m \left(ia \frac{\partial}{\partial \zeta}\right)^l \times \\
 &\times \left(ia \frac{\partial}{\partial z}\right)^n \frac{1}{(q^2 + z^2)^2} \quad (66)
 \end{aligned}$$

и для $x < 0$

$$S_{nml}^{(a)}(\mathbf{r}) = -4k i \sin \xi e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{r})/a} \sum_{g'=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(\mathbf{g}'\mathbf{r})/a} \times \\ \times \oint_{z=-iq} \frac{e^{iz\alpha} dz}{\cos z - \cos \xi} \left(ia \frac{\partial}{\partial \eta} \right)^m \left(ia \frac{\partial}{\partial \zeta} \right)^l \left(ia \frac{\partial}{\partial z} \right)^n \frac{1}{(q^2 + z^2)^2}.$$

Если же волновая функция изолированного атома имеет вид (51), то на основании формул (66) получим следующий окончательный результат для волновых функций электрона в ограниченном кристалле:

1) внутри кристалла

$$\Psi_{\mathbf{K}}^{(i)} = 16\pi k i N e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{r})/a} \sum_{g=-\infty}^{\infty} \sin(\xi + 2\pi g_1) \frac{x}{a} e^{2\pi i(\mathbf{g}'\mathbf{r})/a} \times \\ \times F \left(ia \frac{\partial}{\partial \xi}, ia \frac{\partial}{\partial \eta}, ia \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \frac{1}{[(\mathbf{K} + 2\pi \mathbf{g})^2 + k^2]^2} + 4k i \sin \xi N e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{r})/a} \times \\ \times \sum_{g'=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(\mathbf{g}'\mathbf{r})/a} \oint_{z=\pm iq} \frac{e^{iz\alpha} dz}{\cos z - \cos \xi} F \left(ia \frac{\partial}{\partial z}, ia \frac{\partial}{\partial \eta}, ia \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \frac{1}{(q^2 + z^2)^2}; \quad (67)$$

2) вне кристалла

$$\Psi_{\mathbf{K}}^{(a)} = -4k i \sin \xi N e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{r})/a} \sum_{g'=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(\mathbf{g}'\mathbf{r})/a} \oint_{z=-iq} \frac{e^{iz\alpha} dz}{\cos z - \cos \xi} \times \\ \times F \left(ia \frac{\partial}{\partial z}, ia \frac{\partial}{\partial \eta}, ia \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \frac{1}{(q^2 + z^2)^2}.$$

Применим эти формулы к состояниям S -зоны и вырожденной P -зоны. В первом случае $F(x, y, z) = \text{const} = N_S$, поэтому интеграл в комплексной плоскости принимает вид

$$K^{\pm} = \oint_{z=\pm iq} \frac{e^{iz\alpha} dz}{\cos z - \cos \xi} \frac{1}{(q^2 + z^2)^2} = \oint_{z=\pm iq} \frac{e^{iz\alpha} dz}{\cos z - \cos \xi} \frac{1}{(z+iq)^2(z-iq)^2}. \quad (68)$$

Вводя обозначение $f^{\pm}(z) = \frac{e^{iz\alpha}}{(\cos z - \cos \xi)(z \pm iq)^2}$, мы получаем из (68) по теореме Коши

$$K^{\pm} = 2\pi i \left(\frac{df^{\pm}}{dz} \right)_{z=\pm iq},$$

т. е.

$$K^{\pm} = \frac{\pi e^{\pm xq/a}}{2q^2(\text{ch } q - \cos \xi)} \left(\frac{x}{a} \mp \frac{\text{sh } q}{\text{ch } q - \cos \xi} \pm \frac{1}{q} \right). \quad (68')$$

Подставляя эти значения интегралов в (67), находим волновую функцию для состояний S -зоны в полукристалле

$$\begin{aligned} \Psi_{SK}^{(i)} = & 16\pi k i N N_S e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{r})/a} \sum_{g=-\infty}^{\infty} \frac{\sin(\xi + 2\pi g_1) x/a e^{i(g'\mathbf{r})/a}}{[(\mathbf{K} + 2\pi\mathbf{g})^2 + k^2]^2} + \\ & + 2\pi k i \sin \xi N N_S e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{r})/a} \sum_{g'=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(g'\mathbf{r})/a} \times \\ & \times \frac{e^{-xq/a}}{q^2(\operatorname{ch} q - \cos \xi)} \left(\frac{x}{a} - \frac{\operatorname{sh} q}{\operatorname{ch} q - \cos \xi} + \frac{1}{q} \right). \quad (69) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Psi_{SK}^{(a)} = & -2\pi k i \sin \xi N N_S e^{i(\mathbf{K}'\mathbf{r})/a} \sum_{g'=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(g'\mathbf{r})/a} \times \\ & \times \frac{e^{+xq/a}}{q^2(\operatorname{ch} q - \cos \xi)} \left(\frac{x}{a} + \frac{\operatorname{sh} q}{\operatorname{ch} q - \cos \xi} - \frac{1}{q} \right), \end{aligned}$$

где q , согласно формуле (60), является функцией вектора $\mathbf{g}'$.

Эти ряды, подобно тому как это имеет место в неограниченном кристалле, сходятся, причем не медленнее, чем соответствующие ряды для функций S -зоны (28). В этом можно убедиться из вида суммируемых функций.

§ 5. Заключение

Мы надеемся, что результаты этой работы позволят расширить область применения метода Блоха и облегчат его использование. В частности, определение модулирующих функций $U_{\mathbf{K}}(\mathbf{r})$ позволяет оперировать с методом Блоха более просто, чем с известной моделью движения электрона в кристаллической решетке Кронига и Пенни [9]. Кроме этого на стороне метода Блоха остается преимущество более точного отражения физической реальности. Нам представляется интересным пересмотреть с точки зрения полученных в данной работе результатов квантово-механические исследования по оптике твердого тела (в частности металлов) и по электропроводности металлов. Представление для волновых функций в ограниченном кристалле, найденное в этой работе, позволяет надеяться на возможность исследования поверхностных явлений с учетом атомной структуры поверхности. Мы предполагаем в недалеком будущем применить полученные формулы здесь формулы к конкретным физическим проблемам.

В заключение считаю приятным долгом выразить благодарность проф. И. Е. Тамму за постоянное внимание к этой работе и полезные советы.

Список литературы

1. Bloch F. // Z. Phys. 1928. Bd. 52. S. 555.
2. Hartree D. R. // Proc. Cambr. Phil. Soc. 1928. V. 24. P. 89, 111.
3. Fock V. // Z. Phys. 1930. Bd. 61. Hf. 1-2. S. 126.

4. Фок В. А. // Тр. Государственного оптического института. 1931. Т. V. вып. 51. С. 1–39.
5. Wilson A. // Proc. Roy. Soc. A. 1931. V. 133. P. 458.
6. Tamm Ig., Blochinzev D. // Phys. Z. Sow. 1933. Bd. 3. S. 170.
7. Тамм И. Е., Блохинцев Д. И. // ЖЭТФ. 1933. Т. 3. С. 77. — Статья 3 в настоящем издании. — Прим. ред.
8. Born M. Atomtheorie des festen Zustandes. Enzyklopädie der Mathematischen Wissenschaft. Bd. V, № 37. S. 725.
9. Kronig R., Penney W. // Proc. Roy. Soc. London. 1931. V. 130. P. 499.

Физический институт
Московского государственного
университета, Москва

Поступила
25 июня 1933 г.

Комментарий. Данная работа является фундаментальным вкладом в электронную теорию металлов и является продолжением и развитием цикла работ Ф. Блоха 1928–1932 гг. в этой области. По словам автора (см. статью 2 в данной книге), в этой работе дано «...обобщение блоховской теории движения сильносвязанных электронов для случая вырождения исходных атомных состояний... и для движения электрона в ограниченном кристалле, или, другими словами, дано обобщение теории Блоха на случай, когда имеется несколько проводящих зон, в частности, когда они могут пересекаться между собою».

В отличие от большинства работ других авторов, развивавших подход Блоха и использовавших приближение слабо связанных электронов, Д. И. Блохинцев использует приближение сильно связанных электронов. Более того, он детально анализирует само это приближение и его пределы применимости и выводит общее решение уравнения движения сильно связанных электронов. Сначала рассматривается процедура построения рядов Фурье для волновых функций электрона в неограниченном кристалле. При этом Блохинцев использует оригинальный прием: он вводит величину a/a_0 (уравнение (40)), которая «...является мерой «связанности» электронов, так как определяет отношение расстояния между атомами решетки a к a_0 — длине, характеризующей быстроту убывания волновых функций по мере удаления от центра атома».

Известно, что энергия электрона в кристаллической решетке $E(\mathbf{k})$ является периодической функцией квазиимпульса $\mathbf{k}$ и может быть выражена рядом Фурье вида

$$E_j(\mathbf{k}) = \sum_{m=0}^{\infty} E_{j,m} \cos(mak), \quad (1)$$

где коэффициенты $E_{j,m}$ зависят лишь от вида потенциальной энергии. При этом энергетический спектр электрона в периодическом поле имеет, в определенном смысле, черты сплошного и дискретного спектров. Проявляется это

в наличии *зонной структуры*, т. е. спектр состоит из полос значений энергии («разрешенные» зоны), внутри которых энергетические состояния образуют сплошной спектр, а волновые функции обладают свойствами функций сплошного спектра. Между этими зонами находятся «запрещенные» зоны, внутри которых ни одно значение энергии не является собственным значением.

В работе Блохинцева исследовался зонный спектр и «...был найден явный вид волновых функций в форме плоских волн, модулированный в такт периодичности решетки, и найден для них ряд Фурье (см. формулы (54) и (55)):

$$\Psi(\mathbf{x}) = Ne^{i\mathbf{K}\mathbf{x}/a} F(ia\nabla_{\mathbf{K}}) \times \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{[(\mathbf{K} + 2\pi\mathbf{g})^2 + a^2/a_0^2]}. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{g}$ — вектор с целочисленными компонентами g_1, g_2, g_3 , $\mathbf{K}/a$ — волновой вектор волны, a — постоянная решетки, a_0 — радиус атома, $\nabla_{\mathbf{K}}$ — оператор градиента по вектору $\mathbf{K}$.

Сам Блохинцев считал, что «особенно важной была формула для энергии перекрывающихся зон, например, для s - и p -зон, вблизи их перекрытия» были получены выражения (25) и (25').

При выполнении суммирований и интеграций в формулах (44) и (45) использовался тот же метод интегрирования в комплексной плоскости, которым пользовался М. Борн в теории кристаллической решетки (см. *Борн М., Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. М.: ИЛ, 1958*).

Далее была рассмотрена процедура построения волновых функций электрона в ограниченном кристалле (§ 4). Следует подчеркнуть, что задача об электроне в поле пространственно-периодического потенциала предполагает рассмотрение бесконечного кристалла. Д. И. Блохинцев рассматривает движение электрона в кристалле, занимающем полупространство $x < 0$. Чтобы обойти трудность, связанную с пространственно-периодическим потенциалом, он использует приближение, полагая, «что электрический потенциал $U(\mathbf{r})$ в уравнении (1) остается у границы кристалла той же периодической функцией $\mathbf{r}$, что и вдали от нее».

По словам автора, было показано, что в отличие от других подходов «...на стороне метода Блоха преимущество более точного отражения физической реальности... Представление для волновых функций в ограниченном кристалле, данное в этой работе, позволяет надеяться на возможность исследования поверхностных явлений с учетом атомной структуры поверхности». Подробное изложение теории движения электрона в периодическом поле см. в книге *Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. 5-е изд. М.: Наука, 1976, разд. 55*.

В дальнейшем подход Блоха развивался в работах Нордгейма, Пайерлса, Хаустона, Слетера и многих других (см. книги: *Слетер Дж. Диэлектрики, полупроводники, металлы. М.: Мир, 1969; Slater J. C. Solid-State and Molecular Theory: A Scientific Biography. New York: John Wiley and Sons, 1975*).

Общие формулы для вычисления энергии $E(\mathbf{k})$ блоховской волны с приведенным волновым вектором $\mathbf{k}$ были получены Коррингой (*Korringa J. // Physica. 1947. V. 13. P. 392*) на основе применения подхода динамической

теории решетки М. Борна к электронным волнам в кристалле. Однако именно в работе Блохинцева «...дается представление волновых функций электронов в форме рядов Фурье по методу, сходному с известным методом Борна в теории кристаллической решетки». Сделано это было на 14 лет раньше, чем в работе Корринги.

В последующие годы было разработано большое количество расчетных схем, предназначенных для построения энергетических зон в твердом теле с периодической структурой. Конкретные реализации этих схем выбираются для каждого конкретного вещества или группы веществ (см. *Каллуэй Дж. Теория энергетической зонной структуры. М.: Мир, 1969. Harrison W.A. Elementary Electronic Structure. Singapore: World Scientific, 1999).*

А. Л. Куземский

К ТЕОРИИ АНОМАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В МЕТАЛЛАХ*

Совместно с Л. В. Нордгеймом

Теория термоэлектрического и гальваномагнитного эффектов в металлах может быть построена, исходя из общих предположений о распределении собственных значений энергии электронных состояний и используя несложные расчеты (по сравнению с тем, как эта теория формулировалась раньше). При этом не требуется предполагать, что энергия имеет ту же самую формальную зависимость от волнового вектора, как и в случае свободных электронов, но достаточно, чтобы весь спектр собственных значений энергии распадался на отдельные зоны и чтобы в окрестности нулевых энергий при переходе от зоны к зоне энергия описывалась бы различными квадратичными функциями волнового вектора, которые ни в коей мере не должны быть сферически симметричными. По-видимому, для двухвалентных металлов это предположение выполняется приближенно. Для таких металлов будет построена теория эффектов Томсона и Холла, а также теория изменения сопротивления в магнитном поле. Будет дана оценка спектрального распределения на основе теории возмущений Пайерлса. При этом будет выявлена общая точка зрения, которая допускает, по крайней мере, качественный обзор возникновения аномальных эффектов. Численное сравнение специальных случаев показывает, что спорные эффекты можно будет объяснить по порядку величины.

Введение

Появление ряда аномальных эффектов (аномальный эффект Холла, обратный знак эффекта Томсона, аномальная величина изменения сопротивления в магнитном поле) нельзя было объяснить до тех пор, пока в теории металлов использовалось представление о свободных электронах. С помощью квантово-механических уточнений Пайерлсу¹ удалось достичь принципиального понимания этих явлений путем рассмотрения особенностей распределения собственных значений энергии в периодическом поле. Обсуждение данных

* Z. Phys. 1933. Bd. 84, Hf. 3/4. S. 168–194.

© Перевод В. В. Нестеренко, 2008

¹ Ср., например, его заключительное сообщение: Die Elektronentheorie der Metalle // *Ergebn. exakt. Naturwiss.* 1932. Bd. 11. S. 264.

вопросов до настоящего времени было только качественным¹. Поэтому желательно более детально изучить эти вопросы в рамках модели, которая как можно полнее отражала бы реальные связи в данной задаче, и прийти таким путем к более глубокому пониманию условий появления аномальных эффектов. Для того, чтобы сформулировать имеющиеся здесь трудности и пояснить наш подход к их преодолению, требуется прежде всего кратко обрисовать еще раз общую ситуацию в данной области, следуя Блоху. В периодическом поле кристалла квантовое состояние электрона проводимости определяется заданием волнового вектора $\mathbf{k}$ с компонентами k_x , k_y , k_z . Поведение электронов по отношению к внешним силовым полям, а также их статистика будут определяться распределением собственных значений (формой энергетического спектра), то есть функциональной зависимостью энергии от волнового вектора.

В этой зависимости появляется особая «зонная структура», которая может быть понята проще всего для сильно связанных электронов. В этом случае из каждого уровня изолированного атома возникает зона (или полоса). Для электронов, связанных слабее, зоны, порожденные различными электронными уровнями, могут также перекрываться. Это следует ожидать при рассмотрении металлов. Ниже мы опишем более детально перекрытие энергетических зон. Вблизи края энергетической зоны электроны ведут себя аномально, проявляя отрицательную «эффективную массу». Это означает, что ток уменьшается с ростом волнового вектора (приближение стоячей волны). Для поведения кристалла теперь важно, как расположится фермиевская энергия по отношению к данному распределению зон. Если эта энергия окажется достаточно близко к верхнему краю такой зоны, то можно будет наблюдать незаполненные состояния в данном распределении, т. е. «дырки». При определенных условиях дырки проявляют отрицательную массу, которая в некотором смысле аналогична положительным электронам, то есть частицам с обратным знаком заряда. Если в силу специальных связей именно эти дырки дают значительный вклад в проводимость, то можно обратить знак эффекта, который линеен по электрическому заряду. Это объясняет аномальный эффект Холла. Так как эффект Томсона тоже линеен по току, то таким путем можно также понять противоположный знак этого эффекта по сравнению с предсказанием элементарной теории (здесь мы имеем в виду «аномальный» эффект Томсона). До сих пор на это, кажется, не было указаний. Здесь необходимо отметить, что аномальный эффект Томсона и аномальный эффект Холла ни в коем случае не должны происходить одновременно. Это противоречило бы и эксперименту. Во всех практически реализуемых случаях часть проводящих электронов будет находиться в нормальном состоянии, а часть — в аномальном состоянии, так что будет иметь место частичная компенсация, которая различна для эффекта Томсона и эффекта Холла.

Такое расположение зон, особенно при их перекрытии, способствует тому, что распределение собственных значений больше не будет оставаться сферически-симметричным и в кубическом кристалле (в отличие от слу-

¹ Для формулировки результатов прежней теории можно сравнить весь материал, представленный вторым автором в Müller-Pouillet's Lehrb. d. Phys. Braunschweig, 1933. 11 Aufl. Bd. IV, 4, Kap 6 bis 9.

чая свободных электронов). Благодаря этому отклонению от сферической симметрии Пайерлсу удалось объяснить наблюдаемую величину изменения сопротивления под действием магнитного поля. Этот эффект имеет место уже в нулевом приближении, то есть при расчете с использованием распределения в ящике (при нулевой температуре) это изменение сопротивления больше не исчезает, как это имело бы место по теории Зоммерфельда и Франка¹ для случая свободных электронов.

Отклонение от сферической симметрии, которое, как уже было сказано, необходимо для объяснения рассматриваемых здесь явлений, значительно усложняет расчет электрического тока. По-видимому получить точное решение фундаментального уравнения для функции распределения электронов в этом случае едва ли возможно. Однако, это распределение может быть найдено при следующих специальных предположениях.

I. *Распределение собственных значений.* В некоторой критической области (а именно, для значений энергии вблизи границы Ферми) это распределение может быть представлено как квадратичная форма волновых чисел. При этом допустимо, чтобы вся эта область распадалась на секторы, в которых квадратичные формы могли бы различаться (разложение по секторам). Если бы рассматривались только термоэлектрические эффекты, то это предположение не потребовалось бы, и можно было бы положить в основу рассмотрения совершенно произвольное распределение собственных значений. Напротив, для магнитных эффектов данное предположение необходимо.

II. *Закон рассеяния.* Во-первых, мы предположим, что в процессах рассеяния электронов (которые ответственны за сопротивление) передачей энергии можно пренебречь. Известно, что это всегда допустимо для температур, превышающих температуру Дебая для рассматриваемых материалов. Во-вторых, мы предположим существование некоторой длины свободного пробега, которая зависит только от энергии электрона и не зависит от направления его движения. (Было бы достаточно предположить, что эта длина принимает различные значения в различных участках зоны.) Это выполняется, например, тогда, когда вероятность рассеяния не зависит от угла рассеяния, как в классической теории при отражении от неподвижной сферы, а также в блоховской теории рассеяния сильно связанных электронов.

Можно также принять во внимание анизотропию распределения собственных значений, если ожидается анизотропное рассеяние. Так как для обсуждаемых эффектов как раз первое обстоятельство является существенным и точная форма закона рассеяния в общем результате обычно не играет роли, то это кажется полностью оправдано. По-видимому, это применимо в первую очередь для кубических кристаллов, которые в электрическом отношении являются совершенно изотропными. Поэтому мы хотим ограничиться этим случаем.

¹ Sommerfeld A., Frank N.H. // Rev. Mod. Phys. 1931 Bd.3. S.1. Наглядной причиной того, что в нулевом приближении сопротивление не изменяется под действием магнитного поля, является то, что магнитное поле не влияет на распределение электронов, если только электроны, обладающие определенной скоростью, участвуют в электрическом токе.

Оказывается, что предположение о характере распределения собственных значений должно довольно хорошо выполняться в случае металлов с двумя валентными электронами на каждый атом, и эти металлы более подходят для точного рассмотрения, чем одновалентные. Мы будем развивать теорию главным образом для этого случая. Однако при этом будет возникать и некоторая общая точка зрения.

План работы следующий. В §1 на качественном уровне обсуждается распределение собственных значений (форма спектра). §2 содержит вывод и решение фундаментального уравнения для распределения электронов. При практическом использовании этого распределения требуется вычислить некоторые интегралы, которые являются обобщением известных интегралов Зоммерфельда для распределения Ферми (§3). В §4 будут получены теоретические формулы для аномальных эффектов. §5 содержит в качестве примера оценку распределения собственных значений по теории возмущений Пайерлса. В §6 обсуждаются полученные результаты, а также проводится численное сравнение с экспериментом насколько это возможно.

§ 1. Качественное рассмотрение распределения собственных значений энергии

Общий характер распределения собственных значений энергии в кристалле можно получить уже из качественных соображений. Для свободных электронов, то есть в предельном случае гладких полей, как известно, имеем

$$E = \frac{h^2}{2mK^2} \mathbf{k}^2, \quad (1.1)$$

где компоненты $k_{x,y,z}$ вектора $\mathbf{k}$ дают число волн, укладывающихся на ребре кристалла K (здесь h — постоянная Планка, m — масса электрона). Под действием периодического поля распределение (1.1) изменяется. Представим энергию как функцию в $\mathbf{k}$ -пространстве¹, так что при появлении аномалий такого рода энергетическая поверхность (1.1) в окрестности плоскости

$$(\mathbf{k}\mathbf{n}) + n^2 \frac{G}{2} = 0, \quad (n^2 = n_x^2 + n_y^2 + n_z^2), \quad (1.2)$$

(n_x, n_y, n_z — произвольные целые числа) сильно искажается. При приближении изнутри к такой поверхности энергия понижается по сравнению с соответствующим значением (1.1), а при приближении снаружи энергия наоборот повышается. О функциональной зависимости энергии от волновых чисел можно сказать следующее. Прежде всего энергия является четной функцией. В приграничной области, там, где энергия резко меняется, исчезает нормальная компонента соответствующих потоков. В этой области всегда можно указать разложение по нормальному смещению (в волновых числах), которые

¹ Исчерпывающее изложение данного вопроса можно найти в книге *Brillouin L. Die Quantenstatistik.* — Berlin, 1931. — Kap. 8. (См. 2-е рус. изд. книги: *Бриллюэн Л. Квантовая статистика.* Пер. с фр., доп. по нем. изд. — М.: УРСС, 2004.).

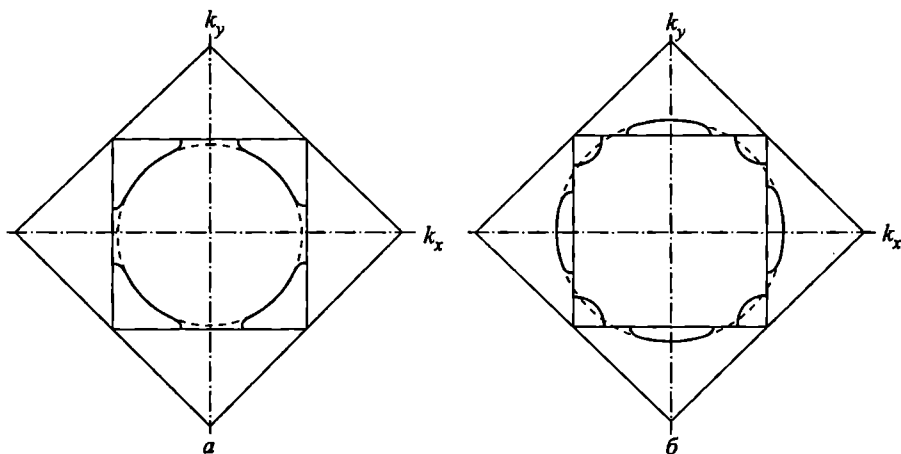


Рис. 1. Плоскости нулевой энергии для одновалентного (а) и двухвалентного (б) металла

начинаются с квадратичного члена. Этот член отрицателен внутри поверхности (аномальное поведение) и положителен снаружи. На рис. 1 схематично изображен случай плоской решетки, что достаточно для наглядности. Именно отмеченные там области разрывов, расположенные вне энергетической поверхности, соответствуют нулевой энергии E_0 для различных случаев.

Самый внутренний куб (ограниченный поверхностью (1.2) с $n_x = \pm 1$, $n_y = n_z = 0$ и т. д.) содержит как раз $N = G^3$ трансляционных состояний и, следовательно, $2N$ уровней (вес 2 обусловлен спином). Пусть мы имеем металл с одним электроном проводимости на каждый атом. В этом случае невозмущенная энергетическая поверхность $E = E_0$ лежала бы, согласно (1.1), строго внутри самого внутреннего куба (радиус $r = (\pi/3)^{1/3} G/2$; см. штриховую кривую на рис. 1, а). На самом деле энергетическая поверхность проходит очень близко к границе и поэтому она выглядит вероятно так, как показано на рис. 1, а. Возникшая здесь сложная поверхность не может быть представлена простой квадратичной функцией во все области ее определения.

В случае металла с двумя электронами проводимости на атом ситуация оказывается более благоприятной. Здесь имеется $2N$ электронов, которые должны были бы расположиться в самом внутреннем кубе. Если бы скачок энергии на границе был таким большим, что он, согласно (1.1), превысил бы разность энергии между угловой точкой ($k^2 = 3(G/2)^2$) и серединой ребра куба ($k^2 = (G/2)^2$), то в этом случае все внешние состояния лежали бы выше, и таким образом энергетический спектр распался бы на отдельные зоны, причем самая нижняя зона была бы полностью заполнена. Но в этом случае мы имели бы изолятор. Для металлов также должно иметь место перекрытие уровней и энергетическая поверхность E_0 должна выглядеть так, как это показано на рис. 1, б.

Здесь мы видим следующее. Пусть перекрытие не сильное, так что поверхность $E = E_0$ проходит вблизи границы, не удаляясь от нее далеко, как это имело место в случае одноэлектронных металлов. В следствие этого весь ход данной поверхности можно описать формулой. Вблизи верхнего края

первой зоны, то есть в углу внутреннего куба, все три компонента волнового числа возмущены, и так как все они лежат в области разрыва, то мы имеем в этом случае область, в которой эффективная масса электрона оказывается отрицательной

$$E_I = A - \frac{h^2}{2m^*K^2}(k_x^{*2} + k_y^{*2} + k_z^{*2}), \quad (1.3)$$

где

$$k_x^* = \pm \left(\frac{G}{2} - k_x \right) \text{ и т. д. для } |k_x| < \frac{G}{2}. \quad (1.4)$$

Здесь m^* — некоторая положительная константа, A — значение энергии для угловой точки, то есть для верхней границы первой зоны. В окрестности нижней границы второй зоны, т.е. непосредственно на середине ребра внутреннего куба, возмущается напротив только одна компонента волнового числа. Здесь возникает другой положительный массовый множитель

$$E_{II} = B + \frac{h^2}{2K^2} \left(\frac{k_x^{\dagger 2}}{m_1} + \frac{k_y^2 + k_z^2}{m_2} \right) \quad (1.5)$$

для $|k_x| > \frac{G}{2}, |k_y| < \frac{G}{2}, |k_z| < \frac{G}{2}, |k_x^\dagger| = |k_x| - \frac{G}{2},$

и соответственно с помощью циклической перестановки для других областей

$$\left(|k_y| \text{ или } |k_z| > \frac{G}{2} \right).$$

В формуле (1.5) B — это значение энергии для нижней границы второй зоны, а m_1 и m_2 — опять некоторые положительные константы.

В обеих зонах энергия является квадратичной функцией волнового числа, что как раз и делает возможным построение теории. Формула (1.3) или (1.5) для энергии очевидны. Тем не менее мы покажем, что эти формулы возникают в последовательной теории возмущений Пайерлса для слабо связанных электронов (§ 5). Это дает также модельно зависимое определение констант m^*, m_1, m_2 . Однако, можно согласиться с тем, что выше указанная форма энергии должна иметь место и в общем случае, например, для сильно связанных электронов (приближение Блоха). Разумеется, константы тогда должны принимать другие значения. Соответствующие расчеты проводятся.

§ 2. Вывод и решение фундаментального уравнения

Условие стационарности для функции распределения электронов $f(k_x k_y k_z)$ гласит

$$(\mathbf{v}, \text{grad} f) + \left(\text{grad}_{\mathbf{k}} f, \frac{K}{h} \mathbf{K} \right) + a - b = \frac{df}{dt} = 0. \quad (2.1)$$

Здесь символ $\text{grad}_{\mathbf{k}}$ обозначает дифференцирование по волновому числу

$$(\text{grad}_{\mathbf{k}})_x = \frac{\partial}{\partial k_x} \text{ и т. д.} \quad (2.2)$$

Далее

$$\mathbf{v} = \frac{K}{h} \text{grad}_{\mathbf{k}} E \quad (2.3)$$

— это групповая скорость по де Бройлю и

$$\mathbf{K} = e \left(\mathbf{F} + \left[\frac{\mathbf{v}}{c}, \mathbf{H} \right] \right) \quad (2.4)$$

— это внешняя сила (сила Лоренца), действующая на электрон ($\mathbf{F}$ — электрическое поле, $\mathbf{H}$ — магнитное поле). Два первых члена в (2.1) дают изменение распределения электронов за счет их движения и за счет действия внешних сил соответственно. Разность

$$a - b = \int \int \int V_{\mathbf{k}'}^{\mathbf{k}} (f(\mathbf{k}) - f(\mathbf{k}')) dk'_x dk'_y dk'_z \quad (2.5)$$

дает изменение распределения в результате рассеяния электронов на решетке, если $V_{\mathbf{k}'}^{\mathbf{k}}$ — соответствующая вероятность перехода. В формуле (2.5) принято, что передачей энергии при ударе можно пренебречь, так что $V_{\mathbf{k}'}^{\mathbf{k}} = V_{\mathbf{k}}^{\mathbf{k}'}$.

Для решения уравнения (2.1) мы положим

$$f = f_0 + f_1 \quad (f_1 \ll f_0), \quad (2.6)$$

$$f_0 = \frac{1}{e^{(E-E_0)/kT} + 1}, \quad f_1 = (\mathbf{v}\mathbf{X}), \quad (2.7)$$

где $\mathbf{X}$ — это вектор, который еще должен быть определен и который является функцией только энергии. При вычислении числа соударений $a - b$ мы предполагаем, что для всех f_1 из (2.7) имеет место соотношение

$$a - b = \frac{1}{\tau} f_1, \quad (2.8)$$

то есть существует характерное время затухания τ , которое является функцией только энергии. Это аналогично свободной длине пробега, понимаемой в обычном смысле. Именно это предположение, как мы увидим далее, позволяет построить решение уравнения (2.1). (Еще во Введении было сказано, что это время может быть различным для различных зон.) Это предположение было бы выполненным, например, в том случае, когда вероятность рассеяния одна и та же по всем направлениям, так как тогда для f_1 из уравнения (2.7) второй член в (2.5) убирался бы интегрированием.

В первом члене в (2.1) и в электрическом вкладе второго члена можно, как всегда, пренебречь f_1 по сравнению с f_0 , положив таким образом

$$\text{grad } f_0 = \frac{\partial f_0}{\partial E} kT \text{grad} \left(\frac{E - E_0}{kT} \right), \quad (2.9)$$

$$\text{grad}_{\mathbf{k}} f_0 = \frac{\partial f_0}{\partial E} \text{grad}_{\mathbf{k}} E. \quad (2.10)$$

Для $\text{grad}_k f_1$ мы получаем с помощью (2.3) и (2.7) следующее выражение

$$\text{grad}_k f_1 = \frac{h}{K} \left(\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial E} \mathbf{v} \right) \mathbf{v} + (M^{-1} \mathbf{X}). \quad (2.11)$$

Здесь M^{-1} — симметричный тензор с компонентами

$$M_{xy}^{-1} = \frac{K^2}{h^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_y} \text{ и т. д.} \quad (2.12)$$

В случае свободных электронов, т. е. когда справедлива формула (1.1), этот тензор принимает диагональный вид с одним и тем же значением $1/m$ на главной диагонали, так что обратный к нему массовый тензор мы можем обозначить M . Важно, что его компоненты больше не зависят от волнового числа, если энергия E является квадратичной функцией k , и далее при выполнении предположений (1.3) и (1.5) он уже оказывается приведенным к главным осям.

Учитывая уравнения (2.7)–(2.12), получаем из (2.1)

$$\mathbf{v} \left\{ \frac{\partial f_0}{\partial E} \left(\text{grad} \left(\frac{E - E_0}{kT} \right) + e\mathbf{F} \right) + \frac{e}{c} [\mathbf{H}, (M^{-1} \mathbf{X})] + \frac{1}{\tau} \mathbf{X} \right\} = 0. \quad (2.13)$$

Сформулированные нами требования достаточны для того, чтобы вектор, стоящий в фигурных скобках, обращался в ноль¹. Это дает систему неоднородных линейных уравнений

$$\mathbf{X} + \mathbf{A} + [\mathbf{B} (M^{-1} \mathbf{X})] = 0, \quad (2.14)$$

$$\mathbf{A} = \tau \frac{\partial f_0}{\partial E} \left(kT \text{grad} \left(\frac{E - E_0}{kT} \right) + e\mathbf{F} \right), \quad \mathbf{B} = \frac{\tau e}{c} \mathbf{H}. \quad (2.15)$$

Решение уравнения (2.13) имеет вид²

$$\mathbf{X} = - \frac{\mathbf{A} + [(M^{-1} \mathbf{A}), \mathbf{B}] + \frac{1}{\|\mathbf{M}\|} (\mathbf{M} \mathbf{B}) (\mathbf{A} \mathbf{B})}{1 + \frac{(\mathbf{M} \mathbf{B}, \mathbf{B})}{\|\mathbf{M}\|}}, \quad (2.16)$$

¹ Уравнение для $\mathbf{X}$ не должно больше содержать вектор $\mathbf{v}$, так как теперь $\mathbf{X}$ не является независимым от $\mathbf{v}$. Недостаточно также требовать, чтобы выражение в скобках в (2.13) было вектором, ортогональным $\mathbf{v}$.

² Это решение было дано в работе *Bronstein M.* // Phys. Z. Sowjet Union. 1932. Bd. 2. S. 28. Его легко проверить в системе координат, где M имеет диагональный вид. Прежде всего из (2.14) получаем итерацией

$$\mathbf{X} = -\mathbf{A} + [\mathbf{B}, M^{-1} \mathbf{A}] + [\mathbf{B}, M^{-1} (\mathbf{B}, M^{-1} \mathbf{X})]$$

и далее имеем

$$M^{-1} [\mathbf{B}, M^{-1} \mathbf{X}]_x = \frac{\mathbf{B}_y \mathbf{X}_z}{m_x m_z} - \frac{\mathbf{B}_z \mathbf{X}_y}{m_x m_y} = \frac{1}{m_x m_y m_z} [\mathbf{M} \mathbf{B}, \mathbf{X}]_x,$$

что дает окончательно

$$\mathbf{B} \mathbf{X} = -\mathbf{B} \mathbf{A}.$$

где

$$\|M\| = m_x m_y m_z \quad (2.17)$$

— детерминант тензора M . Если магнитное поле отсутствует, то решение (2.16) упрощается

$$\mathbf{X} = -\mathbf{A}. \quad (2.18)$$

При этом условие (2.11) должно выполняться, т. е. действительно вектор $\mathbf{X}$, так же как и время релаксации τ и тензор M зависят только от энергии E и не зависят от направления движения. Очевидно, что еще можно допустить, чтобы $\mathbf{k}$ -пространство распадалось на области, в каждой из которых $\tau(E)$ и M были хотя и константами, но они принимали разные значения при переходе из одной области в другую. Это как раз тот случай, который имеет место в нашем распределении собственных значений по зонам. Однако мы хотим ради простоты проводить расчеты с одним и тем же τ для всех областей. Если магнитное поле отсутствует, то $\mathbf{X}$ вообще не входит в M и, следовательно, можно рассчитывать термоэлектрические эффекты с совершенно произвольным распределением собственных значений.

Если найдена поправка f_1 , то электрический ток $\mathbf{i}$ и поток тепла $\mathbf{w}$ определяется известным путем

$$\mathbf{i} = 2e \int \mathbf{v} f_1 d\Omega = 2e \int \mathbf{v}(\mathbf{v}\mathbf{X}) d\Omega, \quad d\Omega = dk_x dk_y dk_z, \quad (2.19a)$$

$$\mathbf{w} = 2 \int \mathbf{v} E f_1 d\Omega = 2 \int E \mathbf{v}(\mathbf{v}\mathbf{X}) d\Omega. \quad (2.19b)$$

(Множитель 2 обусловлен спиновым весом 2 у каждого состояния.) Так как энергия E является четной функцией волнового числа, а при наших предположениях $\mathbf{v}$ — нечетная функция, то уравнения (2.19a) и (2.19b) упрощаются

$$i_x = 2e \frac{K^2}{h^2} \int \left(\frac{\partial E}{\partial k_x} \right)^2 \mathbf{X}_x d\Omega \text{ и т. д.}, \quad (2.20a)$$

$$w_x = 2e \frac{K^2}{h^2} \int E \left(\frac{\partial E}{\partial k_x} \right)^2 \mathbf{X}_x d\Omega \text{ и т. д.} \quad (2.20b)$$

(следует обратить внимание на то, что в нашей координатной системе массовый тензор уже приведен к главным осям).

Мы не хотим выводить здесь наиболее общие формулы, а наоборот, ограничиваемся теми эффектами, которые мы позднее будем обсуждать подробнее. Для случая, когда магнитное поле отсутствует, т. е. для термоэлектрических явлений, мы получаем из (2.15), (2.18) и (2.20a), (2.20b)

$$\mathbf{i} = e \left(e\mathbf{F} - kT \text{grad} \frac{E_0}{kT} \right) K_0 - e \frac{1}{T} \text{grad} T K_1, \quad (2.21a)$$

$$\mathbf{w} = \left(e\mathbf{F} - kT \text{grad} \frac{E_0}{kT} \right) K_1 - \frac{1}{T} \text{grad} T K_2, \quad (2.21b)$$

где

$$K_n = -2 \frac{K^2}{h^2} \int \tau \left(\frac{\partial E}{\partial k_x} \right)^2 E^n \frac{\partial f_0}{\partial E} d\Omega. \quad (2.22)$$

Это обычные формулы, которые возникают также в теории Зоммерфельда, только при «обработке» там интеграла необходимо соответствующим образом принять во внимание зависимость энергии от волнового числа.

Теперь мы рассмотрим случай, когда присутствует магнитное поле, но в однородном материале, так что все производные по координатам исчезают (градиент температуры отсутствует) и направим магнитное поле перпендикулярно электрическому, так что $(\mathbf{F}\mathbf{H}) = 0$. Тогда, используя (2.15) и (2.16), мы получаем из (2.20а) для тока

$$i_x = e^2 F_x K'_{0x} + \frac{e^2}{c} H_z F_y L'_{0xy} - \frac{e^2}{c} H_y F_z L'_{0xz} \text{ и т. д.}, \quad (2.23)$$

где

$$K'_{0x} = -\frac{2K^2}{h^2} \int \frac{\tau}{1 + \frac{\tau^2 e^2 (\mathbf{M}\mathbf{H}, \mathbf{H})}{c^2 \|\mathbf{M}\|}} \left(\frac{\partial E}{\partial k_x} \right)^2 \frac{\partial f_0}{\partial E} d\Omega \text{ и т. д.}, \quad (2.24)$$

$$L'_{0xy} = -\frac{2K^2}{h^2} \int \frac{\tau^2}{1 + \left(\frac{\tau e}{c} \right)^2 \frac{(\mathbf{M}\mathbf{H}, \mathbf{H})}{\|\mathbf{M}\|}} \left(\frac{\partial E}{\partial k_x} \right)^2 \frac{1}{m_y} \frac{\partial f_0}{\partial E} d\Omega \text{ и т. д.} \quad (2.25)$$

Когда магнитное поле исчезает, K'_{0x} переходит в K_0 . Штрихом мы обозначаем величины, относящиеся к случаю, когда магнитное поле отлично от нуля. Следует отметить, что величины K' и L' имеют тензорный характер, т. е. они явно зависят от координатной системы. Как мы увидим в следующих параграфах, выполняется соотношение $L'_{0xy} = L'_{0yx}$. Поэтому можно изменить индексные обозначения таким образом, чтобы набор величин

$$L'_z \equiv L'_{0xy} \text{ и т. д.} \quad (2.26)$$

представлял собой диагональный тензор в нашей координатной системе точно также, как и K'_{0x} . После этого формулу (2.23) можно переписать в инвариантной форме

$$\mathbf{i} = e^2 (K'_0 \mathbf{F}) + \frac{e^2}{c} [\mathbf{F}, (L'_0 \mathbf{H})]. \quad (2.27)$$

Из-за знаменателя компоненты K' и L' еще зависят от ориентации магнитного поля по отношению к нашей координатной системе, т. е. по отношению к осям кристалла. Конечно, эта анизотропия проявляется только в том случае, если знаменатель существенно отличается от единицы, т. е. только для больших напряженностей полей.

Чтобы перейти теперь к практическим результатам, необходимо прежде всего вычислить встретившиеся здесь интегралы с учетом особенностей распределения собственных значений.

§ 3. Вычисление интегралов, определение нулевой энергии. Сравнение констант

Интегралы K , K' , L' имеют общую форму

$$J_x(yz) = -\frac{K^2}{\hbar^2} \int \varphi(E, m_x, m_y, m_z) \left(\frac{\partial E}{\partial k_x} \right)^2 \frac{\partial f_0}{\partial E} dk_x dk_y dk_z. \quad (3.1)$$

Так как неконкретизированная здесь функция не симметрична по m_x , m_y , m_z , то интеграл J зависит от координатных индексов. Как обычно, интегрирование здесь можно выполнить благодаря тому, что свойства $\partial f_0 / \partial E$ близки свойствам δ -функции, в результате чего основной вклад дают значения подынтегрального выражения в непосредственной окрестности нулевой энергии. По этой же причине важно поведение φ и E в этой окрестности.

Область интегрирования мы разобьем на отдельные участки в соответствии с вкладами обеих зон, участвующих в рассматриваемых процессах, согласно энергетическим формулам (1.3) и (1.5). Для зоны I интегрирования по всем трем компонентам k_x , k_y , k_z ведется от $-G/2$ до $+G/2$. Вместо этого мы можем интегрировать от углов вниз, т.е. для переменной k^* по всем значениям в окрестности нуля. Далее эти границы можно сдвинуть на бесконечность благодаря множителю $\partial f_0 / \partial E$. После введения полярных координат в $\mathbf{k}$ -пространстве интегрирование по углу выполняется элементарно, и остается только интегрирование по энергии E .

Вторая зона распадается на шесть областей, которые имеют крышеобразную форму и поднимаются по боковым плоскостям внутреннего куба в пространстве волновых чисел. Каждая пара таких областей, лежащих напротив друг друга, может быть объединена. Например, для области $|k_x| > G/2$ следует интегрировать по всем k_x , удовлетворяющим неравенствам $(k_x - G/2) > 0$ и $(k_y - G/2) < 0$, а также по всем значениям kT и далее по всем значениям k_y и k_z . Границы интегрирования опять можно сдвинуть на бесконечность. После трансформации эллипсоида (1.5) в шар можно ввести здесь полярные координаты и выполнить интегрирование по углам.

Результат этой операции следующий:

$$J_x = -D \int_E C(E) \psi(E_1 m_x m_y m_z) \frac{\partial f_0}{\partial E} dE, \quad (3.2)$$

где

$$\psi = \frac{\sqrt{m_x m_y m_z}}{m_x} C(E) \varphi(E_1 m_x m_y m_z), \quad D = \frac{8\pi\sqrt{8}}{3} \frac{K^3}{\hbar^3}. \quad (3.2a)$$

Суммирование должно проводиться по всем участкам, в которых должны быть взяты соответствующие массовые коэффициенты. Мы получаем четыре

слагаемых, в которых, смотря по обстоятельствам, необходимо положить

$$\begin{aligned}
 \text{I: } C &= -(A - E)^{3/2}; \quad m_x = m_y = m_z = -m^*, \\
 \text{II}_x: C &= +(E - B)^{3/2}; \quad m_x = m_1, \quad m_y = m_2, \quad m_z = m_2, \\
 \text{II}_y: C &= +(E - B)^{3/2}; \quad m_x = m_2, \quad m_y = m_1, \quad m_z = m_2, \\
 \text{II}_z: C &= +(E - B)^{3/2}; \quad m_x = m_2, \quad m_y = m_2, \quad m_z = m_1.
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Величины J_y и J_z , для которых в формуле (3.1) вместо $(\partial E / \partial k_x)^2$ следует подставить $(\partial E / \partial k_y)^2$ или, соответственно, $(\partial E / \partial k_z)^2$, отличаются от J_x тем, что на месте множителя $1/m_x$ должен стоять множитель $1/m_y$ или, соответственно, $1/m_z$.

Оставшиеся интегрирование по E можно выполнить с помощью известной формулы

$$- \int_E \psi(E) \frac{\partial f_0}{\partial E} dE = \psi(E_0) + \frac{(\pi kT)^2}{6} \frac{d^2 \psi}{dE^2} \Big|_{E=E_0} + \dots \tag{3.4}$$

При этом для отдельных интегралов, которые встречаются в § 2, необходимо сделать замены:

$$\begin{aligned}
 K_n: \quad \psi &= E^n \tau(E) \frac{\sqrt{|m_x m_y m_z|}}{m_x} C, \\
 K'_{0x}: \quad \psi &= \frac{\tau C \sqrt{|m_x m_y m_z|}}{1 + \left(\frac{\tau e}{c}\right)^2 \frac{(M\mathbf{H}, \mathbf{H})}{\|\mathbf{M}\|}} \frac{1}{m_x} = \\
 &= \frac{\tau C \sqrt{|m_x m_y m_z|}}{1 + \left(\frac{\tau e}{c}\right)^2 \left(\frac{H_x^2}{m_y m_z} + \frac{H_y^2}{m_x m_z} + \frac{H_z^2}{m_x m_y} \right)} \frac{1}{m_x}, \\
 L'_{0z} \equiv L'_{0xy}: \quad \psi &= \frac{\tau^2 C \sqrt{|m_x m_y m_z|}}{1 + \left(\frac{\tau e}{c}\right)^2 \left(\frac{H_x^2}{m_y m_z} + \frac{H_y^2}{m_x m_z} + \frac{H_z^2}{m_x m_y} \right)} \frac{1}{m_x m_y}.
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Таким образом, все интегралы найдены.

В качестве следующего шага необходимо зафиксировать нулевую энергию E_0 . Для нашей модели металла с двумя электронами проводимости на атом эта энергия определяется из требования, чтобы число дырок в зоне I было точно равно числу электронов в зоне II, т. е.

$$2 \int_I \left(1 - \frac{1}{e^{(E_I - E_0)/kT} + 1} \right) d\Omega = 2 \int_{II} \left(1 - \frac{1}{e^{(E_{II} - E_0)/kT} + 1} \right) d\Omega, \tag{3.6}$$

где области интегрирования и границы должны быть взяты такими же, как для интегралов J . Тем же способом, как было сделано выше, получаем отсюда

$$\frac{4\pi K^3}{h^3} (2m^*)^{3/2} (kT)^{3/2} \int_0^\infty \frac{x^{1/2} dx}{e^{x-\alpha} + 1} = \frac{12\pi K^3}{h^3} (8m_1 m_2^2)^{1/2} (kT)^{3/2} \int_0^\infty \frac{x^{1/2} dx}{e^{x-\beta} + 1}, \quad (3.7)$$

$$\alpha = \frac{A - E_0}{kT}, \quad \beta = \frac{E_0 - B}{kT}.$$

С помощью известного интеграла

$$\int_0^\infty \frac{x^{1/2} dx}{e^{x-\alpha} + 1} = \frac{2}{3} \alpha^{3/2} \left(1 + \frac{\pi^2}{8} \frac{1}{\alpha^2} + \dots \right)$$

находим во втором приближении

$$E_0(T) = \varepsilon_0 + \frac{(\pi kT)^2}{12} \frac{1 - \gamma^2}{\gamma \Delta}, \quad (3.8)$$

где

$$\varepsilon_0 = \frac{A + B\gamma}{1 + \gamma}, \quad \gamma^{3/2} = 3 \frac{(m_1 m_2^2)^{1/2}}{m^{*3/2}}, \quad \Delta = A - B. \quad (3.9)$$

Здесь γ — безразмерная константа порядка 1; Δ — степень перекрытия энергетических зон, т.е. разность энергии между верхним краем зоны I и нижним краем зоны II. В нулевом приближении имеем

$$A - E_0 = \frac{\gamma \Delta}{1 + \gamma}, \quad E_0 - B = \frac{\Delta}{1 + \gamma}. \quad (3.10)$$

Далее можно рассчитать число электронов проводимости в отдельной зоне. Под этим целесообразно понимать число дырок в зоне I, которое в нашем случае точно равно числу электронов в зоне II. Для свободных электронов получаются, соответственно, формулы Зоммерфельда

$$N = \frac{8\pi}{3} \frac{K^3}{h^3} (2m)^{3/2} E_0^{3/2} = D m^{3/2} E_0^{3/2} \quad \left(D = \frac{8\sqrt{8}\pi K^3}{3h^3} \right), \quad (3.11)$$

где теперь

$$N_I = D m^{*3/2} (A - E_0)^{3/2},$$

$$N_{II} = 3D (m_1 m_2^2)^{1/2} (E_0 - B)^{3/2}. \quad (3.12)$$

Если имеется точно два электрона проводимости на атом, то находим

$$N_I = N_{II} = 3D (m_1 m_2^2)^{1/2} \left(\frac{\Delta}{1 + \gamma} \right)^{3/2} \quad (3.13)$$

В наших конечных формулах (при суммировании по зонам) будут постоянно встречаться определенные комбинации параметров m_1 и m_2 , для которых целесообразно ввести специальные обозначения

$$\frac{1}{m_1} + \frac{2}{m_2} = \frac{3}{\mu}, \quad \frac{1}{m_2^2} + \frac{2}{m_1 m_2} = \frac{3}{\mu^{*2}}. \quad (3.14)$$

§ 4. Теория аномальных эффектов

Теперь мы перейдем к теории различных эффектов. При этом мы будем представлять конечные формулы в таком виде, чтобы вклады обеих зон были легко видны (обычно они не аддитивны). Для сравнения мы будем постоянно приводить соответствующие выражения, вытекающие из теории Зоммерфельда. Для сравнения массовых констант следует обратиться к формулам (1.3), (1.5), а также (3.14).

В отсутствие магнитного поля для электрической проводимости получаем с использованием (3.5) и (3.12)

$$\sigma = e^2 K_0 = e^2 \tau(E_0) \left(\frac{N_I}{m^*} + \frac{N_{II}}{\mu} \right), \quad (4.1)$$

Зоммерфельд : $\sigma = \frac{e^2 \tau N}{m}.$

Здесь вклады обеих зон просто складываются.

Теория термоэлектрических явлений следует стандартным путем¹ из формул (2.21). Коэффициент Томсона определяется так

$$\varrho = \frac{kT}{e} \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{E_0}{kT} - \frac{1}{kT} \frac{K_I}{K_0} \right). \quad (4.2)$$

Первый член теории возмущений, развитой в § 3, оказывается нулевым, как и в теории Зоммерфельда. Предполагая, что τ пропорционально некоторой степени T , и используя (3.5), (3.8), (3.9) и (3.14), получаем во втором приближении с помощью элементарных расчетов

$$\begin{aligned} \varrho &= -\frac{\pi^2 k^2 T}{3e} \left(\frac{3}{2} \frac{1+\gamma}{\gamma \Delta} \frac{\frac{\gamma}{\mu} - \frac{1}{m^*}}{\frac{1}{\mu} + \frac{1}{m^*}} + \frac{1}{\tau} \frac{d\tau}{dE} \Big|_{E=E_0} \right) = \\ &= -\frac{\pi^2 k^2 T}{3e} \left(\frac{3}{2} \frac{\frac{1}{(E_0 - B)\mu} - \frac{1}{(A - E_0)m^*}}{\frac{1}{\mu} + \frac{1}{m^*}} + \frac{1}{\tau} \frac{d\tau}{dE} \Big|_{E=E_0} \right), \quad (4.3) \end{aligned}$$

$$\text{Зоммерфельд : } \rho = -\frac{\pi^2 k^2 T}{3e} \left(\frac{3}{2E_0} + \frac{1}{\tau} \frac{d\tau}{dE} \Big|_{E=E_0} \right).$$

Можно предположить, что второй член (за счет зависимости времени релаксации от энергии) является малым по сравнению с первым членом².

¹ Ср. Nordheim L. // Ann. Phys. 1931. Bd. 9, § 10. S. 607. Определение величины K_n в этой работе другое, и индекс n сдвинут на 1.

² Из расчетов Нордгейма (см. цит. работу) для рассмотренного там случая (было сделано предположение о том, что аномалии в распределении собственных значений не играют су-

Нормальный знак у ρ — положительный ($e < 0$). Из (4.3) следует, что существует принципиальная возможность изменения этого знака, а именно если выполняется неравенство

$$\gamma m^* = (9m_1 m_2^2)^{1/3} < \mu = \frac{3m_1 m_2}{m_2 + 2m_1}. \quad (4.4)$$

Конечно, это было бы возможно, если бы $m_1 > m_2$ (следовательно, вне рамок расчетов по теории возмущений, представленных в § 5).

Расчет магнитных эффектов оказывается сложнее, так как они не изотропные. Поэтому мы органичимся здесь лишь отдельными специальными случаями.

Прежде всего можно показать, что эффект Холла и изменение сопротивления являются изотропными, если ограничиться слабой напряженностью поля, т. е. первым членом разложения по H . В случае эффекта Холла это легко увидеть. Так как поле Холла уже содержит линейный по H член, то в формуле (2.27) в величинах K'_0 и L'_0 можно пренебречь зависимостью от магнитного поля и заменить их скалярами K_0 и L_0 . Тем самым изотропия будет уже гарантирована. Определив инвариантно коэффициент Холла как компоненту электрического поля, перпендикулярную направлению тока и отнесенную к единице электрического поля, параллельного току, и к единице магнитного поля

$$R = \frac{[\mathbf{i}, [\mathbf{i}, \mathbf{F}]]}{(\mathbf{i}\mathbf{F}) [\mathbf{i}, \mathbf{H}]}, \quad (4.5)$$

находим из (2.27)

$$R = \frac{L_0}{ecK_0^2} = \frac{1}{ecN_I} \frac{\frac{1}{\mu^{*2}} - \frac{1}{m^{*2}}}{\left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{m^*}\right)^2}, \quad (4.6)$$

$$\text{Зоммерфельд: } R = \frac{1}{ecN}.$$

Эффект Холла становится также аномальным в случае, если

$$m^{*2} < \mu^{*2} = 3 \frac{m_1 m_2^2}{m_1 + 2m_2}. \quad (4.7)$$

Это условие выполняется, когда $m^* \sim m_1$ и одновременно m^* и m_1 меньше m_2 , как это имеет место в наших расчетах в § 5. Это условие никоим образом не согласуется с соответствующими условиями для эффекта Томсона (4.4).

Для эффекта изменения сопротивления мы докажем прежде всего его изотропию в слабых полях. Здесь должны быть учтены все члены, которые квадратичны по H .

существенной роли) следует пропорциональность τ и E (ср. формулы (5.30) и (6.05) в работе Нордгейма). Тогда дополнительный член был бы порядка $1/E_0$ и поэтому он был бы относительно незначителен для рассматриваемого здесь случая, когда перекрытие Δ мало по сравнению с нулевой энергией (и в соответствии с этим $A - E_0$ или $E_0 - B$ также малы по сравнению с E_0).

Величина L'_0 в (2.27) может быть все еще заменена скаляром L_0 . Для K' мы положим $K_0\delta_{xy} - K^*$, где K^* — тензор порядка H^2 . После инвариантного определения электропроводимости как силы тока, отнесенной к единице компоненты электрического поля, параллельного направлению тока

$$\sigma' = \frac{i^2}{(i\mathbf{F})} \quad (4.8)$$

из (2.27) и (3.5) получаем с учетом порядка величины при соответствующем разложении по H^2

$$\frac{\sigma'}{e^2} = K_0 + H^2 \left(\frac{e^2}{c^2} \frac{L'_0}{K_0} - K(\mathbf{f}, \mathbf{s}) \right). \quad (4.9)$$

Здесь $K(\mathbf{f}, \mathbf{s})$ обозначает инвариант, который определен следующим образом:

$$(K^*\mathbf{F}, \mathbf{F}) = F^2 H^2 K(\mathbf{f}, \mathbf{s}) \quad (4.10)$$

и который является функцией единичных векторов $\mathbf{f}$ и $\mathbf{s}$, задающих направление электрического и магнитного полей соответственно. Однако эта зависимость является только кажущейся, так как она исчезает при построении сумм по зонам. Функция ψ для $K(\mathbf{f}, \mathbf{s})$ (ср. с (3.2a) или (3.5)) имеет вид

$$\psi = DC \frac{\tau^3 e^2}{c^2} \frac{\sqrt{m_x m_y m_z}}{m_x m_y m_z} (M\mathbf{f}, \mathbf{f})(M^{-1}\mathbf{s}, \mathbf{s}), \quad (4.11)$$

и когда $(\mathbf{f}, \mathbf{s}) = 0$, сумма по зонам для ψ не зависит от $\mathbf{f}$ и $\mathbf{s}$. В этом случае не зависит от $\mathbf{f}$ и $\mathbf{s}$ и выражение (4.9) для электропроводности.

Для произвольных напряженностей полей мы ограничимся специальными случаями.

1. Магнитное поле параллельно главной диагонали кристалла, так что $H_x = H_y = H_z = H/\sqrt{3}$. В этом случае K' и L' опять не зависят от координатных индексов, т. е. являются скалярами. Из (2.23) получаем

$$\mathbf{i} = e^2 \mathbf{F} K'_0 + \frac{e^2}{c} [\mathbf{F}, \mathbf{H}] L'_0. \quad (4.13)$$

В соответствии с этим и здесь направление, перпендикулярное магнитной оси, не выделено, и имеет место симметрия вращения вокруг нее. Определение (4.8) дает

$$\sigma' = e^2 K'_0 \left\{ 1 + \frac{e^2}{c^2} H^2 \left(\frac{L'_0}{K'_0} \right)^2 \right\}. \quad (4.14)$$

¹ Это действительно так

$$(M\mathbf{f}, \mathbf{f})(M^{-1}\mathbf{s}, \mathbf{s}) = \sum_x f_x^2 s_x^2 + \sum'_{x \neq y} \frac{m_x}{m_y} f_x^2 s_y^2.$$

Первый член исчезает для $(\mathbf{f}, \mathbf{s}) = 0$ (можно выбрать $f_x = 1$, $f_y = f_z = 0$; $s_x = 0$, $s_y = 1$, $s_z = 0$). Сумма по зонам для m_x/m_y , конечно, не зависит от индексов x , y и $\sum'_{x \neq y} f_x^2 s_y^2 = 2$.

Поэтому для (4.11) можно написать

$$\psi = DC \frac{\tau^3 e^2}{c^2} \frac{\sqrt{m_x m_y m_z}}{m_x m_y m_z} 2 \frac{m_x}{m_y}. \quad (4.12)$$

При вычислении L'_0 и K'_0 путем, указанным в § 3, следует, конечно, взять значения для компонент вектора $\mathbf{H}$, указанные выше.

2. Магнитное поле параллельно одной из главных осей кристалла. Пусть, например, $H_x = H_y = 0$, $H_z = H$, так что все еще, например, $K'_{0x} = K'_{0y}$, т. е. как минимум x - и y -оси равноправны и здесь имеет место симметрия вращения вокруг z -оси (т. е. вокруг H -оси). Так как в этом случае компонента тока i_z параллельна, $\mathbf{H}$ исчезает, и расчет (например, в правой системе координат) опять дает выражение (4.14), только при вычислении K'_0 и L'_0 должны быть взяты новые значения компонент вектора $\mathbf{H}$.

Расчет отношения проводимостей с полем и без поля в первом приближении (случая главной диагонали и распределение в ящике) дает

$$\frac{\sigma'}{\sigma_0} = \frac{1}{m^*(1 + \hbar^2/m^{*2})} + \frac{1}{\mu(1 + \hbar^2/\mu^{*2})} \times \\ \times \left\{ 1 + \hbar^2 \left(\frac{-\frac{1}{m^{*2} + \hbar^2} + \frac{1}{\mu^{*2} + \hbar^2}}{\frac{1}{m^*(1 + \hbar^2/m^{*2})} + \frac{1}{\mu(1 + \hbar^2/\mu^{*2})}} \right)^2 \right\}, \quad (4.15)$$

$$\text{Зоммерфельд: } \frac{\sigma'}{\sigma_0} = \frac{1}{1 + \hbar^2/m^2} \left(1 + \frac{\hbar^2}{m^2} \right) = 1.$$

Здесь для краткости введено обозначение

$$\hbar^2 = H^2 \frac{\tau^2 e^2}{c^2}. \quad (4.16)$$

В противоположность теории Зоммерфельда теперь имеется также эффект первого порядка, как уже было сказано во Введении.

Для слабых полей (разложение по $\hbar^2$) получаем из (4.15)

$$\frac{\sigma'}{\sigma_0} = 1 - \hbar^2 \left\{ \frac{1/m^{*2} + 1/\mu\mu^*}{1/m^* + 1/\mu} - \left(\frac{1/\mu^{*2} - 1/m^{*2}}{1/m^* + 1/\mu} \right)^2 \right\}. \quad (4.17)$$

Согласно сказанному раньше, это справедливо также и для произвольной ориентации поля.

Для сильных полей (разложение по $1/\hbar^2$) видно, что для наблюдаемого здесь граничного случая двухвалентных металлов, в отличие от ожидания Пайерлса, отношение σ'/σ_0 не стремится к конечному предельному значению, но первый член становится пропорциональным $1/\hbar^2$; таким образом электропроводность произвольно уменьшается. Отсюда вытекает, что величина L'_0 при растущем поле стремится к нулю вследствие компенсации вкладов обеих зон. Поэтому эффект Холла для очень сильных полей так же исчезал бы. Можно опять показать, что этот результат не зависит от направления поля по отношению к кристаллу. Но такое поведение не могло бы осуществиться, если принять во внимание второе приближение для интеграла L' или если

компенсация будет как-нибудь нарушена. Для этого было бы, например, достаточно, чтобы время релаксации было взято различным для обеих зон. Но даже тогда граничное значение электропроводности могло бы быть во всяком случае меньше по сравнению с результатами Пайерлса. Так как Капица в своих опытах до сих пор не смог найти указания о конечном значении электропроводности, то вероятно, вышеупомянутый результат все же имеет реальное значение.

§ 5. Оценка массовых коэффициентов

Чтобы получить по крайней мере приближенную оценку массовых коэффициентов, мы проведем расчеты по теории возмущений, которая исходит из схемы Пайерлса для свободных электронов и учитывает периодическое поле как малое возмущение. Здесь никоим образом нельзя ожидать большую точность, так как принимаемое во всех расчетах только незначительное перекрытие зон уже прямо означает существенное влияние потенциала.

Расчет проводится следующим образом. Пусть невозмущенные собственные функции и собственные значения задаются формулами

$$\psi_{\mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{K^3}} \exp \left[\frac{2\pi i}{K} (xk_x + yk_y + zk_z) \right], \quad E^0(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{2mK^2} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (5.1)$$

(K — длина ребра куба периодичности кристалла, k_x, k_y, k_z — целые числа). Пусть возмущающий потенциал имеет вид

$$V = \sum_{\mathbf{n}} V_{\mathbf{n}} \exp \left(\frac{2\pi i}{a} (\mathbf{n} \mathbf{r}) \right) \quad (5.2)$$

(n_x, n_y, n_z — целые числа, a — постоянная решетки). Чтобы найти возмущение некоторого состояния $\mathbf{k}$, вначале берутся все состояния $\mathbf{k}'$, которые комбинируются с $\mathbf{k}$ и одновременно являются вырожденными (приближенно). Предполагается, что справедливо равенство

$$\mathbf{k}' = \mathbf{k} + \mathbf{n} G, \quad k'^2 \cong k^2, \quad (5.3)$$

и рассматривается секулярное возмущение между этими состояниями. Новые значения энергии для этих состояний получаются из секулярного уравнения

$$\text{Det}[(\varepsilon - \eta_k)V_{ik} - V_{ik}] = 0, \quad \eta_k = E_k^0 - \tilde{E}^0, \quad (5.4)$$

где $\tilde{E}^0$ — среднее значение энергии для вырожденных состояний.

С состоянием на нижнем крае частичной зоны Π_x , т. е. из области

$$k_x > \frac{G}{2}, \quad k_y, k_z \ll \frac{G}{2},$$

всегда комбинируются только удаленное состояние, а именно

$$k'_x = k_x - G, \quad k'_y = k_y, \quad k'_z = k_z,$$

т. е. в (5.3) следует положить $n_x = -1$, $n_y = 0$, $n_z = 0$ и соответствующий матричный элемент — это коэффициент Фурье $V_{-100} = U$. Здесь мы имеем случай, уже рассмотренный Пайерлсом. Секулярное уравнение имеет вид

$$\left| \frac{\varepsilon - \eta_1}{U}, \frac{U}{\varepsilon - \eta_2} \right| = 0. \quad (5.5)$$

Разлагая¹ по $k_x^\dagger = k_x - G/2$, получаем из (5.5)

$$\varepsilon = \pm |U| \left\{ 1 + \frac{4U_0}{|U|^2} \frac{\hbar^2}{2mK^2} k_x^{\dagger 2} \right\}.$$

Состояние во второй зоне, соответствующее верхнему знаку, имеет энергию

$$E_{II_x} = U_0 + |U| + \frac{\hbar^2}{2mK^2} \left\{ k_x^{\dagger 2} \left(1 + \frac{2U_0}{|U|} \right) + k_y^2 + k_z^2 \right\}. \quad (5.6)$$

Здесь

$$U_0 = \frac{\hbar^2 (G/2)^2}{2mK^2} = \frac{\hbar^2}{8ma^2} \quad (5.7)$$

— энергия, которая соответствует середине грани, т. е. нижнему краю второй зоны при исчезающем U и a — постоянная решетки. Сравнение с (1.5) дает для констант значения

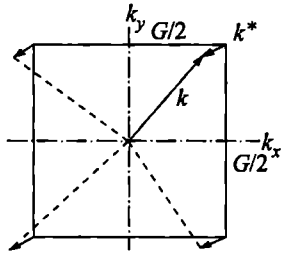


Рис. 2. Комбинирующие состояния в окрестности углов кубика

$$B = U_0 + |U|, \quad m_1 = m \frac{1}{1 + \frac{2U_0}{|U|}}, \quad m_2 = m, \quad (5.8)$$

где m — реальная масса электрона.

Для зоны I, т. е. для состояний внутри кубика, расчет усложняется. Даже тогда, когда мы учтем только первые фурье-коэффициенты потенциала (010, 010, 001), мы уже получаем восемь состояний, комбинирующихся между собой и соответствующих восьми равноправным углам кубика (ср. рис. 2 для плоского случая), а именно, заданным k_x^* , k_y^* , k_z^* принадлежат восемь состояний

$$k'_x = \pm \frac{G}{2} - k^*, \quad k'_y = \pm \frac{G}{2} - k_y^*, \quad k'_z = \pm \frac{G}{2} - k_z^*.$$

¹ Уравнение (5.5), конечно, можно решить точно, но для наших расчетов нам достаточно использовать лишь первый член разложения.

Возникающее здесь секулярное уравнение восьмого порядка имеет вид

$$\left| \begin{array}{cccc|cccc} \gamma_1 & U & U & U & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \bar{U} & \gamma_2 & 0 & 0 & U & U & 0 & 0 \\ \bar{U} & 0 & \gamma_3 & 0 & U & 0 & U & 0 \\ \bar{U} & 0 & 0 & \gamma_4 & 0 & U & U & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \bar{U} & \bar{U} & 0 & \gamma_5 & 0 & 0 & U \\ 0 & \bar{U} & 0 & \bar{U} & 0 & \gamma_6 & 0 & U \\ 0 & 0 & \bar{U} & \bar{U} & 0 & 0 & \gamma_7 & U \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \bar{U} & \bar{U} & \bar{U} & \gamma_8 \end{array} \right| = 0, \quad \gamma_i = \varepsilon - \eta_i. \quad (5.9)$$

Конечно, в общем случае это уравнение решить нельзя, но можно получить приближение, достаточное для наших целей. Дело в том, что требуется только первый член разложения по k^{*2} . Для $|k^*| = 0$, т. е. для угловых точек кубика, данное уравнение имеет два простых корня и два корня третьего порядка¹, а именно

$$\varepsilon_1 = -3|U|, \quad \varepsilon_2 = +3|U|, \quad \varepsilon_3 \dots \varepsilon_8 = \pm|U|.$$

Искомые решения для конечных k^* первой зоны группируются с наименьшим корнем и могут быть рассчитаны по методу Ньютона до квадратичных по k^* членов. Результат этих элементарных, но трудоемких расчетов гласит

$$E_I = 3U_0 - 3|U| - \frac{\hbar^2}{2mK^2} \mathbf{k}^{*2} \left(1 - \frac{0,47 U_0}{|U|} \right). \quad (5.10)$$

Сравнение с (1.3) дает значения для констант

$$A = 3(U_0 - |U|), \quad m^* = m \frac{1}{\frac{0.47 U_0}{|U|} - 1}. \quad (5.11)$$

Для перекрытия Δ имеем

$$\Delta = A - B = 2(U_0 - 2|U|). \quad (5.12)$$

$$\begin{aligned} \epsilon^8 - 12|U|^2 \left(1 + \frac{h^2}{2mK^2} \frac{U_0}{|U|^2} \mathbf{k}^{*2}\right) \epsilon^6 + 30|U|^4 \left(1 + 8 \frac{h^2}{2mK^2} \frac{U_0}{|U|^2} \mathbf{k}^{*2}\right) \epsilon^4 - \\ - 28|U|^6 \left(1 + 60 \frac{h^2}{2mK^2} \frac{U_0}{|U|^2} \mathbf{k}^{*2}\right) \epsilon^2 + 9|U|^8 \left(1 + 16 \frac{h^2}{2mK^2} \frac{U_0}{|U|^2} \mathbf{k}^{*2}\right) + \dots = 0. \end{aligned}$$

Для $\mathbf{k}^2 = 0$ легко проверить, что приведенные в тексте выражения являются в нулевом приближении корнями данного уравнения. При этом простые корни соответствуют расположенным напротив друг друга внешним углам, корни третьего порядка соответствуют трем внешним углам вдоль границы, или углам, связанным диагональю плоскости. Для $\mathbf{k}^2 \neq 0$ получаем с учетом поправки наименьший корень (5.10).

Необходимо учесть, что весь метод лишь тогда имеет смысл, когда амплитуда колебаний потенциала (т.е. $2|U|$) меньше, чем наименьшая энергия электронов в рассматриваемой задаче, то есть меньше U_0 . Тогда мы имеем перекрытие зон, но также и $m^* > 0$, таким образом в зоне I имеется только одна отрицательная эффективная масса.

Все встречающиеся константы можно теперь вывести из одной константы $|U|$. При этом появляется преимущественно отношение $x = |U|/U_0$, которое должно быть значительно меньше 1. Мы представим еще раз наиболее важные формулы:

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{|U|}{U_0} = |U| \frac{8ma^2}{h^2}, \\
 m^* &= \frac{m}{\frac{x}{0,47} - 1} \cong m \frac{x}{0,47} \cong m \frac{x}{2}, \\
 m_1 &= m \frac{1}{1 + \frac{x}{2}} \cong m \frac{x}{2}, \quad m_2 = m, \\
 \frac{1}{\mu} &= \frac{1}{3} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{2}{m_2} \right) = \frac{1}{3m} \left(3 + \frac{2}{x} \right) \cong \frac{2}{3mx}, \\
 \frac{1}{\mu^{*2}} &= \frac{1}{3} \left(\frac{1}{m_2^2} + \frac{2}{m_1 m_2} \right) = \frac{1}{3m^2} \left(3 + \frac{4}{x} \right) \cong \frac{4}{3m^2 x}, \\
 \gamma^{3/2} &= 3 \frac{(m_1 m_2^2)^{1/2}}{m^{*3/2}} \cong \frac{6}{x}, \quad \gamma \sim 3,3x^{-2/3}, \\
 A &= 3(U_0 - |U|) \cong 3U_0, \quad B = U_0 + |U| \cong U_0, \\
 \Delta &= A - B = 2U_0 - 4|U| \cong 2U_0.
 \end{aligned} \tag{5.13}$$

Здесь приближенно выполняются соотношения

$$m^* = m_1 = m \frac{x}{2}, \quad \mu = m \frac{3x}{2}, \quad \mu^{*2} = m^2 \frac{3x}{4}. \tag{5.14}$$

Еще раз следует особо подчеркнуть, что специальные расчеты этого параграфа имеют, конечно, очень ограниченную область применения и должны в основном служить иллюстрацией наших общих рассуждений о распределении собственных значений.

§ 6. Выводы

Как общий результат всего нашего рассмотрения, прежде всего следует подчеркнуть, что во всех обсуждавшихся эффектах мы приходим к очень тонкому (из-за изменения распределения собственных значений) балансу вкладов состояний с положительной и соответственно отрицательно массой. Это легко усмотреть в наших конечных формулах благодаря тому, что мы положили в основу расчетов разделение на две зоны. В качестве весов отдельных

вкладов выступают при этом обратные величины для эффективных масс, в частности, определенные комбинации, построенные из этих величин. В общем одни и те же области энергетической поверхности $E = E_0$ будут давать большой вклад, если в их окрестности вторая производная энергетической функции принимают большие значения; ср. (2.12). Аномальные «кривизны» встречаются только тогда, когда энергетическая поверхность ϵ_0 близко подходит к поверхностям разрывов. Индивидуальные особенности в распределении собственных значений дают, таким образом, как раз особенно большой вклад в названные эффекты. Например, понятно, что такой материал, как висмут, ведет себя во многих отношениях аномально, и по-видимому, большое изменение сопротивления в магнитном поле и сильный диамагнетизм¹ идут параллельно. Следовательно, здесь необходимо предположить, что особенно большие кривизны имеют место вблизи поверхности нулевой энергии.

Эти результаты указывают на то, что влияние связи электронов с кристаллической решеткой обычно не может быть учтено в интегральном смысле. Иногда говорилось, что такая связь в основном обуславливалась бы просто некоторым увеличением эффективной массы электрона (т. е. некоторым уменьшением второй производной энергии по волновым числам); и далее, что для малых амплитуд колебаний потенциала его действие должно быть также малым. Такие утверждения справедливы только при существенных ограничениях. Требуемые условия будут выполнены тем лучше, чем, например, меньше фурье-коэффициенты потенциала и чем сильнее искажения энергетической функции, а также тогда, когда аномальная область становится одновременно меньше. Но в общем случае нельзя сказать, какое влияние будет преобладать для данного эффекта.

Но к сожалению, получение точных численных результатов становится очень трудной задачей ввиду сильного влияния случайностей в поведении потенциала. Теория Зоммерфельда, имеющая дело со свободными электронами, тоже может дать самое большее — это порядок эффекта. Также при использовании специальных предположений, подобных нашим, пока едва ли можно надеяться на полное представление большого материала. Все, что кажется достижимым здесь, — это показать, что таким путем можно получить некоторое отклонение (в правильном смысле) от теории Зоммерфельда. В особенности результаты, полученные по теории возмущений в § 5, не имеют, вероятно, большого веса, в то время как форма распределения собственных значений из § 1, может быть, все же облает бо́льшей областью применения.

Об отдельных эффектах можно сказать в общем лишь следующее. Знак коэффициента Томсона будет обратным также и у одновалентных металлов. Вероятно, это следует объяснить тем, что вклад области с отрицательной массой (ср. рис. 1, *a* из § 1) превышает нормальный вклад.

Что касается изменения сопротивления в магнитном поле, то мы уже указали в § 4 на анизотропию этого явления в сильных полях для кубических кристаллов. Этот результат, кажется, находится в согласии с измерениями

¹ Согласно работам *Peierls R.* // *Z. Phys.* 1933. Bd. 80. S. 763; 1933. Bd. 81. S. 186 главный для диамагнетизма член тоже пропорционален кривизне энергетической поверхности.

Штирштадта¹, который непосредственно наблюдал, что направление магнитного поля по отношению к осям кристалла (а не к направлению тока) является существенным. Более точное сравнение, по-видимому, еще невозможно, так как исследуемый им висмут уже чисто электрически является сильно анизотропным.

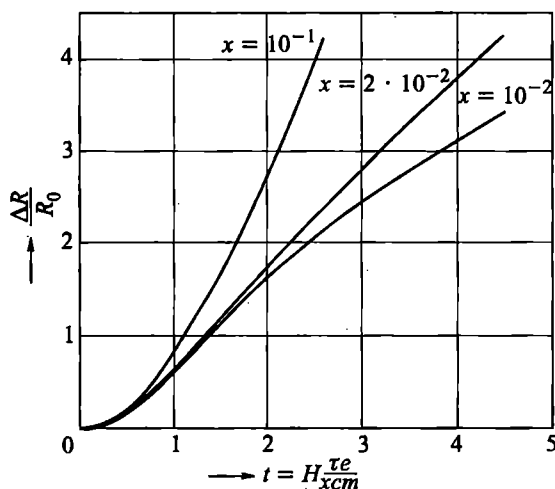


Рис. 3. Изменение сопротивления в магнитном поле

Согласно (4.15), для представления зависимости изменения сопротивления от поля неизбежны предположения о массовых коэффициентах. Возьмем значения из § 5, в результате получим семейство кривых, единственным параметром в котором выступает отношение энергий x . На рис. 3 представлены некоторые из этих кривых. Ординатой здесь является отношение $\Delta R/R_0$ (прироста сопротивления (ΔR) к сопротивлению в отсутствие поля R_0), абсциссой — безразмерная величина

$$t = \frac{H\tau e}{xcm} \quad (6.1)$$

(m — реальная масса электрона). Видно, что здесь могут появляться кривые совершенно другой формы по сравнению с теорией Зоммерфельда-Франка². В частности, начальный квадратичный подъем гладко переходит в продолжительный почти прямолинейный подъем, что хорошо согласуется с измерениями Капицы. Квадратичный закон действителен приблизительно до $t = 1$, т. е. до критического значения

$$H_{кр} = \frac{xcm}{\tau e} = \frac{x}{\tau} \cdot 5,7 \cdot 10^{-8}. \quad (6.2)$$

Эта область становится тем меньше, чем меньше x , т. е. чем сильнее кривизна энергетической поверхности. Для комнатных температур, для которых время

¹ Stierstadt O. // Z. Phys. 1933. Bd. 80. S. 636.

² Frank N. H. // Z. Phys. 1930. Bd. 64. S. 650; Fig. 1.

рассеяния $\tau \sim 10^{-14}$ или 10^{-15} , критическое поле при $x \sim 10^{-2}$ оказывается равным 10^5 Гс, как и должно быть согласно исследованиям Капицы. Результативный квадратичный подъем в нашей специальной модели стал бы замечен при еще более высоких напряженностях поля, по сравнению с опытами Капицы. Следует упомянуть также, что анизотропия изменения сопротивления в кубических кристаллах должна стать заметной для полей, выше критического $H_{кр}$.

По-видимому, удовлетворительные данные¹ для численного сравнения с экспериментом наших специальных моделей в случае двухвалентных металлов имеются к настоящему времени только для Zn и Cd. Здесь можно поступить следующим образом. Используя результаты § 5, формулу (4.6) для константы Холла можно записать в следующем виде

$$R = -2,5(x^{2/3} + 0,8)(4x - 0,66)\frac{x^{-2/3}}{n} \quad (\text{ед. СГСЕ}). \quad (6.3)$$

Здесь n — число атомов в 1 см^3 . В эксперименте найдено

$$\begin{aligned} \text{Zn: } n &= 6,6 \cdot 10^{22}, & \text{Cd: } n &= 4,7 \cdot 10^{22}, \\ R &= 350 \cdot 10^{-6} \quad (\text{ед. СГСМ}) & R &= 50 \cdot 10^{-6}. \end{aligned}$$

У обоих металлов эффект Холла аномален ($R > 0$). Подстановка этих значений в (6.3) дает

$$\text{Zn: } x \sim 5 \cdot 10^{-3}, \quad \text{Cd: } x \cong 2,5 \cdot 10^{-2}.$$

Такие малые значения x указывают на то, что местами кривизна энергетической поверхности должна быть значительной, так что кажется сомнительным, чтобы наши формулы для энергии (1.3) и (1.4) могли описать всю область. Однако нет другой возможности, как провести расчеты с этими значениями. Опуская слагаемое, учитывающее зависимость времени столкновения от скорости, мы получаем по формулам (4.3) и (5.13) для коэффициента Томсона

$$\left. \begin{aligned} \text{Zn: } & \text{теория: } \varrho = 16 \cdot 10^{-6} \text{ кал}/(\text{К} \cdot \text{Кл}) \\ & \text{эксперимент: } \varrho = 3 \cdot 10^{-6} \text{ кал}/(\text{К} \cdot \text{Кл}) \end{aligned} \right\} (T = 323 \text{ К}),$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Cd: } & \text{теория: } \varrho = 9 \cdot 10^{-6} \text{ кал}/(\text{К} \cdot \text{Кл}) \\ & \text{эксперимент: } \varrho = 8 \cdot 10^{-6} \text{ кал}/(\text{К} \cdot \text{Кл}) \end{aligned} \right\} (T = 373 \text{ К}).$$

Таким образом, имеет место согласие теории с экспериментом, во всяком случае, по порядку величины.

Также и для изменения сопротивления в магнитном поле получаем разумные результаты. Положим для не слишком сильных полей

$$\frac{\Delta R}{R_0} = BH^2. \quad (6.4)$$

¹ Информация, касающаяся этой области, взята из книги *Landolt-Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen aus Physik. Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik*, 5-те Aufl. См., в частности, дополнительный том I. S. 666; 680; 1018.

Формулы (4.17) и (5.13) дают следующее теоретическое значение коэффициента B

$$B = 0,75 \left(\frac{\tau e}{x c m} \right)^2 = \frac{0,75}{H_k^2} = 2,3 \cdot 10^{14} \left(\frac{\tau}{x} \right)^2. \quad (6.5)$$

Для Zn и Cd при комнатной температуре эмпирическое значение $B \sim 10^{-12}$, следовательно, $\tau/x \sim 10^{-13}$, что кажется довольно разумным ($x \sim 10^{-2}$, $\tau \sim 10^{-15}$). Таким образом, из этих данных получается вполне приемлемый порядок эффекта по изменению сопротивления без какой-либо дополнительной гипотезы. Здесь опять проявляется значительное влияние особых распределений собственных значений за счет появления константы x . (Для металлов, не являющихся двухвалентными, и, следовательно, имеющих не кубическую решетку, формула (4.17), конечно, не справедлива.) Так как вся наша теория применима только при температурах, выше температуры Дебая, то, к сожалению, проверка на богатом материале из области низких температур невозможна.

Если мы, как это уже неоднократно подчеркивалось, не будем придавать особой важности конкретным численным результатам, то, пожалуй, можно показать, что аномальные эффекты не выходят за рамки современной теории и что для их объяснения, вероятно, можно предложить учет индивидуальных свойств энергетического спектра.

Поступила
2 июня 1933 г.

Комментарий. Еще в 1879 г. Холл обнаружил, что при протекании тока в веществе, находящемся в магнитном поле, возникает разность потенциалов в направлении, перпендикулярном к направлению тока. Позднее было установлено, что этот эффект, известный как эффект Холла, обусловлен действием магнитного поля, отклоняющего носители тока в твердом теле. Эффект Холла позволяет определить знак (отрицательный электрон или положительная дырка) и концентрацию (число в единице объема) носителей. Используя эффект Холла, удастся разделить влияние на проводимость двух определяющих ее величин: концентрации носителей и их подвижности. Однако электроны в металле переносят не только заряд, но и тепло. Поэтому, если создать в металле градиент температуры, т. е. поток тепла, то возникает и электрический ток. Другими словами, в металле может течь ток и в отсутствие электрического поля, если только градиент температуры отличен от нуля. В неравномерно нагретом проводнике помимо джоулева тепла выделяется (или поглощается) еще добавочное тепло, пропорциональное плотности тока и градиенту температуры. Этот эффект называется эффектом Томсона.

В работе Блохинцева и Нордгейма была построена последовательная теория термоэлектрического (эффект Томсона) и гальваномагнитных (эффект Холла) эффектов в металлах, причем, в отличие от предыдущих работ,

был рассмотрен случай двухвалентных металлов. По словам Блохинцева, «перекрывание зон проводимости... играет фундаментальную роль, так как s -зона дает дырочную, а p -зона — обычную проводимость. Вычисления были сделаны при весьма общих предположениях об энергии электрона

$$E(\xi, \eta, \zeta) = E_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \xi \partial \eta} \right) \xi \eta + \dots \quad (1)$$

Тензор с компонентами $\frac{\partial^2 E}{\partial \xi \partial \eta}$ есть тензор, обратный тензору эффективной массы электрона $m_{\xi\eta}, m_{\xi\zeta}, \dots, m_{\zeta\zeta}$.

Авторы опирались на результаты исследования этой проблемы Пайерлсом (см., например, книгу *Пайерлс Р. Электронная теория металлов*. М.: ИЛ, 1947), который рассматривал поведение одновалентных металлов в магнитном поле H и изучал эффекты Томсона и Холла. Пайерлс вывел уравнение для функции распределения f электронов в металле в приближении времени релаксации τ

$$\frac{\chi}{\tau} + e(\mathbf{v}\mathbf{F}) + \frac{eH}{c}\Omega\chi = 0, \quad f - f_0 = \frac{\partial f_0}{\partial E}\chi, \quad (2)$$

$$\hbar\Omega = v_y \frac{\partial}{\partial k_x} - v_x \frac{\partial}{\partial k_y}, \quad f_0 = [\exp(E - E_0)/kT + 1]^{-1}.$$

Здесь E — закон дисперсии электрона в решетке, $\mathbf{v}$ — скорость и k_x, k_y, k_z — компоненты вектора квазиимпульса $\mathbf{k} = \mathbf{p}K/\hbar$ ($\mathbf{p}$ — импульс).

Блохинцев и Нордгейм рассмотрели более общие уравнения (2.13)–(2.16), которые позволяют получить для χ более общее выражение (2.16). При этом они ввели в рассмотрение величину M с помощью уравнений (2.11), (2.12). Симметричный тензор M^{-1} Блохинцев и Нордгейм назвали тензором обратных эффективных масс.

В монографии Мотта и Джонса (*Mott N. F., Jones H. The Theory of the Properties of Metals and Alloys*. Oxford: Clarendon Press, 1936. P. 96) отмечается, что «Величина $\hbar^2 (\partial^2 E / \partial k_s \partial k_t)^{-1}$ получила наименование «тензора масс» в работе Блохинцева и Нордхейма. Далее отмечается, что в этой работе было получено общее решение уравнения типа (2) для любой формы функции закона дисперсии $E(k)$ в предположении, что время релаксации τ остается постоянным на поверхности Ферми и что магнитное поле H мало (см. уравнения (2.23) и (4.13)) (*Mott N. F., Jones H. The Theory of the Properties of Metals and Alloys*. Oxford: Clarendon Press, 1936. P. 281).

Решение имеет вид

$$\chi = -e\tau \left[(\mathbf{v}\mathbf{F}) - \frac{eH\tau}{c}\Omega(\mathbf{v}\mathbf{F}) + \left(\frac{eH\tau}{c} \right)^2 \Omega^2(\mathbf{v}\mathbf{F}) + \dots \right]. \quad (3)$$

Итак, в рассматриваемой работе было введено в физику понятие тензора обратных «эффективных» масс. Для точности нужно сказать, что авторы

использовали для m^* выражение «scheinbarer Masse» — т.е. «мнимая» или «кажущаяся» масса. При переводе обзора Нордгейма (*Нордгейм Л. В. // УФН. 1935. Т. 15. С. 570, 675, 779, 939*) был использован этот же термин: «Мы видим, что для случая низких термов [электронов в периодической решетке] получается весьма существенное отклонение от свойств свободных электронов, для которых мы имели

$$E(k) = \frac{\hbar^2 |k|^2}{2mK^2}. \quad (4)$$

Величина K определяет циклические граничные условия, $\psi(x + K) = \psi(x)$; $K = aG$ и a — постоянная решетки (см. *Нордгейм Л. В. // УФН. 1935. Т. 15. С. 939*).

Зависимость $E(k)$ от k не обладает больше сферической симметрией. Ее мы получаем только в том случае, если $|k|$ близко к 0 или если

$$k_{x,y,z} \sim \pm \frac{G}{2}. \quad (5)$$

Когда $|k| \ll G/2$, мы можем... [считать, что] электрон в таком состоянии ведет себя так же, как свободный, только ему должна быть приписана кажущаяся масса

$$m^* = \frac{\hbar^2}{8\pi^2 a^2 \beta}. \quad (6)$$

Иначе: электрон в периодическом поле движется так, как если бы он, двигаясь в отсутствии поля, обладал массой m^* .

Здесь было использовано разложение (см. *Нордгейм Л. В. // УФН. 1935. Т. 15. С. 939*)

$$E(k) = \alpha - 6\beta + \beta \frac{4\pi^2}{G^2} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2). \quad (7)$$

В цитированной книге Мотта и Джонса (1936 г.) используется общепринятый сегодня термин «эффективная масса» (заметим, что иногда в англоязычной литературе все еще встречается термин «apparent mass»). Таким образом, благодаря работам Зоммерфельда (1928 г.), Блоха (1928 г.), Нордгейма (1928 г.) и Бриллюэна (1929–1931 гг.) была сформулирована концепция скалярной *эффективной массы* электрона в кристаллическом твердом теле.

Подробное изложение теории движения электрона в периодическом поле и концепции эффективной массы дано в книге *Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. 5-е изд. М.: Наука, 1976. § 55*.

Необходимо подчеркнуть, что заслуга Блохинцева и Нордгейма как раз состояла в том, что они показали, что концепция эффективной массы гораздо более общее и содержательное понятие, чем это представлялось, и впервые продемонстрировали тензорный характер эффективной массы, рассматривая поведение электрона во внешних полях.

Концепция эффективной массы получила очень широкое распространение, в особенности в физике полупроводников и полупроводниковых устройств, теории полярона (см. *Боголюбов Н. Н., Боголюбов Н. Н. (мл.) Аспекты теории полярона. М.: Физматлит, 2004*), полупроводниковых сверхрешеток, микро-

электронике и физике наноструктур. Выяснилось, что понятие эффективной массы оказывается исключительно полезным в теории проводимости, а также в других областях физики твердого тела, в ядерной физике и т. д. Современная «зонная инженерия» позволяет создавать вещества с желаемым значением эффективной массы, и на их основе различные приборы и устройства (см. обсуждение этого вопроса и дополнительные ссылки в работе: *Куземский А. Л. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2008. Т. 39, вып. 1. С. 5–81*).

Здесь следует сказать несколько слов о соавторе Дмитрия Ивановича — Нордгейме. Лотар Вольфганг Нордгейм (1899–1985) принадлежал к геттингенской школе теоретической физики. Он был аспирантом М. Борна, а после защиты диссертации (1923 г.) стал его ассистентом и сотрудником до 1933 г. Он сотрудничал с Д. Гильбертом и Дж. фон Нейманном, Фаулером и Гайтлером. Нордгейм весьма успешно работал в области применения квантовой механики к статистической физике и физике твердого тела. Им было дано описание работы выхода электронов из металлов, термоэлектронной эмиссии, кинетики электронов в металлах и сплавах, влияния квантовых поправок на процессы столкновений и функции распределения газов и выпрямляющего действия контакта полупроводник–металл. Благодаря стипендии фонда Рокфеллера, Нордгейм посетил Москву в 1933 г. в качестве приглашенного профессора Московского университета. Его работы были весьма близки к тем, которые велись в группе Тамма. Именно во время этого визита была выполнена его совместная работа с Блохинцевым. После 1934 г. Нордгейм эмигрирует в США. В 1937 г. он становится профессором физики университета Дьюка и его интересы смещаются в сторону ядерной физики. Нордгейм участвовал в работе над атомным проектом с самого его начала. Он работал в лаборатории в Ок-Ридж в качестве руководителя отдела, а в 1945–1947 гг. был директором отдела физики этой лаборатории. Он исследовал диффузию, замедление и размножение нейтронов, предложил метод расчета эффективности стержня управления ядерным реактором и т. д. В 1947 г. Нордгейм возвращается в университет Дьюка, оставаясь консультантом лабораторий в Ок-Ридже и Лос-Аламосе. Он работает над теорией космических лучей и оболочечной структуры ядра. В 1956 г. Нордгейм возглавил отдел теоретической физики в корпорации «Дженерал Атомикс» в Сан-Диего, Калифорния, где он продолжил свои исследования в области физики реакторов и нейтронной физики.

Дальнейшее развитие квантовой теории термомагнитных и гальваномагнитных явлений в металлах и полупроводниках излагается в обзорах *Jan J. P. Galvanomagnetic and Thermomagnetic Effects in Metals // Solid State Physics / Eds.: F. Seitz, D. Turnbull. New York: Academic Press, 1958. V. 5. P. 1; Займан Дж. Электроны и фононы М.: ИЛ, 1962; Зырянов П. С., Гусева Г. И. // УФН. 1968. Т. 95. С. 565; Блатт Ф. Дж. Физика электронной проводимости в твердых телах. М.: Мир, 1971.*

А. Л. Куземский

К ТЕОРИИ ФОСФОРЕСЦЕНЦИИ*

Среди многообразных явлений фосфоресценции особую область образует фосфоресценция лантардовских фосфоров, свечение которых согласно современным представлениям связано с рекомбинацией, следующей за первичным фотоэффектом [1]. Однако по сию пору не существует толкования причин, обуславливающих большой (при абсолютном нуле практически бесконечно большой) промежуток времени, протекающий между этими двумя процессами. В настоящей работе дается попытка объяснения этого явления на основе квантово-механических представлений о движении электрона в кристаллической решетке.

Предварительно обсудим возможность локализации электрона в кристаллической решетке. Известно [2], что в идеальной кристаллической решетке электрон не может быть локализован. Если в состоянии ψ_n электрон находится у n -го атома решетки, то электронная волна, распространяющаяся в кристалле, представляется посредством определенной линейной комбинации состояний ψ_n :

$$\psi = \sum_n C(n) \psi_n. \quad (1)$$

Совершенно аналогичным образом можно говорить о «спиновых» волнах [3], если ψ_n означает состояние с определенной ориентацией спина, или о волнах «возбуждения», если ψ_n означает возбуждение n -го атома. Во всех этих и подобных случаях волнообразному распространению состояния отвечает волновая функция ψ вида (1) с

$$C(n) = e^{i(\xi/a)na}, \quad (2)$$

где ξ/a есть волновое число, а a — постоянная решетки (простоты ради мы рассматриваем здесь лишь одномерный случай). В каждой дозволенной зоне энергетического спектра энергия электрона равна

$$\varepsilon = \alpha + 2\beta \cos \xi, \quad (3)$$

где α — энергия взаимодействия атомов, а β — тот матричный элемент, который отвечает переносу состояния ψ_n от n -го атома к его соседям.

В *конечном* кристалле совершенная периодичность решетки нарушается границей кристалла. Тамм [5] показал, что благодаря этому становятся возможными некоторые определенные состояния, которые отвечают локализации

* ДАН СССР. 1934. Т. 2. С. 76–78.

электрона у поверхности кристалла и энергия которых попадает в «запрещенные» части энергетического спектра идеального кристалла.

Однако нетрудно показать, что такие «локальные» состояния могут образовываться не только на поверхности (например, на поверхностях внутренних трещинок). Простое вычисление, которое мы здесь опускаем, показывает, что всякая местная деформация решетки при определенных условиях может вести к образованию локальных состояний. И это имеет место не только в случае электронных волн, но и в случае распространения состояний спина или возбуждения. Если обозначить через α' и β' значения α и β для деформированной решетки, то условие образования локальных уровней имеет вид $\alpha' + 2\beta' < \alpha + 2\beta$, если $\beta < 0$, или $\alpha' + 2\beta' > \alpha + 2\beta$, если $\beta > 0$. Если одно из этих условий выполнено, то возникает локальное состояние с энергией

$$\varepsilon = \alpha + 2\beta \operatorname{ch} \mu, \quad (4)$$

где μ — некоторое число, определяемое родом деформации. Так как $\operatorname{ch} \mu > 1$, то энергия локального состояния всегда лежит в запрещенной зоне. Коэффициенты в разложении (1) волновой функции этого состояния уже не определяются формулой (2), а имеют вид

$$C(n) = e^{-\mu(n-n_0)}, \quad (5)$$

причем n_0 означает узел решетки, лежащий в центре деформации. Зональное состояние с энергией (3) при этом сохраняется, но теперь оно описывается не бегущими волнами (2), а падающими и отраженными от области деформации волнами (рассеяние волн).

Мы возвращаемся теперь к ленардовским фосфорам. Как известно, они образуются добавлением в незначительном количестве (концентрация 10^{-4} – 10^{-6}) вызывающего фосфоресценцию чужого вещества к гетерополярным кристаллам. Это чужое вещество является обычно тяжелым металлом.

При современном состоянии наших знаний о процессах абсорбции было бы трудно, без специальных допущений, указать точный механизм абсорбции в фосфорах. Однако исследования поглощения в гетерополярных кристаллах Хильша и Поля [6] и в особенности Баха и Бонхефера [7] показывают, что он должен заключаться в переходе электрона от аниона (например S'') к катиону (например, иону чужого металла), в результате чего образуется пара нейтральных атомов (или пара ионов с уменьшенным зарядом в случае многовалентных ионов). Исходное состояние кристалла естественно невырождено, напротив, конечное состояние вырождено, так как нейтрализованный анион может быть различным образом приписан к узлам решетки, так что можно говорить о волне «нейтрализации». Поскольку отсутствие электрона в замкнутой электронной оболочке эквивалентно наличию положительного электрона («дверка»), то эту же волну можно трактовать как электронную волну с положительным зарядом. Возникновение этой волны при первичной абсорбции отвечает появлению фотоэлектрической проводимости.

Деформации, вызванные вкрапленными в кристалл атомами, могут, однако, вести к образованию локальных состояний. Если энергия этих локальных состояний лежит ниже энергетической зоны, отвечающей волне (для этого

должно быть $\beta > 0$), то возможен переход из состояния волны в локальное состояние с меньшей энергией. При этом локализация нейтрализованных ионов (металл и анион) в различных местах во много раз вероятней локализации их в одном и том же месте. Поэтому образуются центры двух родов: центры нейтрализованного металла и центры нейтрализованного аниона. Грубая оценка показывает, что при абсолютном нуле температуры время обратной рекомбинации локализованных таким образом состояний в $\sim 10^{15}$ раз превышает обычную продолжительность жизни электрона в возбужденном состоянии ($\sim 10^{-8}$ с). Таким образом, теория локальных состояний позволяет интерпретировать длительное сохранение энергии возбуждения в фосфорах как результат локализации фотоэлектрона и места для него («дырки») в различных пространственно-разделенных точках кристалла.

Независимо от механизма рекомбинации процесс высвечивания должен протекать по закону бимолекулярной реакции. Если через N обозначить число возбужденных центров одного рода, а через k — вероятность рекомбинации, то

$$\frac{dN}{dt} = -kN^2 = -\frac{k}{(kt + N_0)^2}.$$

Этот закон высвечивания был найден в нашем институте В. Левшиным и В. Антоновым-Романовским при исследовании больших кристаллов фосфоров¹.

Построение полной теории фосфоресценции требует еще подробного исследования процессов абсорбции света и превращения световой энергии в тепловую, теоретически далеко еще неразработанных [8].

Изложенная теория локальных состояний может также послужить исходным пунктом для углубления и развития теории скрытого изображения и явлений окрашивания [9].

Список литературы

1. *Lenard und Tomaschek*. Phosphoreszenz-Fluoreszenz // Handb. der Exper. Physik. Bd. XXIII, T. I. Pringsheim. Fluoreszenz und Phosphoreszenz u.s.w. Berlin. 1928.
2. *Bloch F.* // Z. Phys. 1928. Bd. 52. S. 555.
3. *Bloch F.* // Z. Phys. 1930. Bd. 61. S. 206.
4. *Frenkel I.* // Phys. Rev. 1931. V. 37. P. 17, 1276;
Peierls R. // Ann. d. Phys. 1931. Bd. 13. S. 905.
5. *Tamm Ig.* // Phys. Z. Sow. 1932. Bd. 1. S. 733.
6. *Hilsch R., Pohl R.* // Z. Phys. 1930. Bd. 64. S. 606; Z. Phys. 1931. Bd. 68. S. 721.
7. *Bach F., Bonhöffer* // Z. Phys. Chemie. 1933. V. 233. P. 3–4.
8. *Peierls R.* // Ann. d. Phys. 1932. Bd. 13. S. 905.
9. *Gurney R.* // Proc. Roy. Soc. A. 1933. V. 141. P. 209.

Физический институт
Московского государственного
университета, Москва

Поступила
11 марта 1934 г.

¹ Эта работа еще не опубликована.

Комментарий. Данная работа является первой краткой публикацией из большого цикла работ 1934–1945 гг., относящихся к «... многообразным явлениям фосфоресценции». Часто все виды свечений, возбуждаемые за счет любого внешнего источника энергии, называют люминесценцией. Однако длительность люминесценции после прекращения внешнего воздействия значительно превышает период световых колебаний. С. И. Вавилов дал, по существу, первое емкое определение этого явления: «Люминесценция есть избыток над температурным излучением тела в том случае, если это избыточное излучение обладает конечной длительностью, значительно превышающей период световых колебаний» (см. *Адирович Э. Н.* // УФН. 1950. Т. 40. С. 341). Критерий С. И. Вавилова справедлив почти полностью и для люминесценции, возникшей при неоптическом возбуждении.

Заметим, что начало физики люминесценции связывают с именем Дж. Стокса, который в 1859 г. сформулировал свой закон или правило Стокса. Согласно этому правилу длина волны люминесценции всегда больше длины волны возбуждающего света. Правило Стокса иногда нарушается. Его физическое содержание состоит в том, что в каждом элементарном акте люминесценции часть энергии возбуждающего излучения необходимо трансформируется во внутреннюю энергию люминесцирующего тела. Нарушения правила Стокса указывают на возможность обратного перехода внутренней (тепловой) энергии тела в энергию излучения люминесценции. В дальнейшем С. И. Вавиловым было сформулировано более общее правило спектрального преобразования света: 1. Энергетический выход люминесценции не может превышать единицы. 2. При антистоксовом возбуждении, т. е. при $\nu_{\text{ex}} < \bar{\nu}$, где $\bar{\nu}$ — среднее значение частоты в полосе излучения, энергетический выход фотолюминесценции должен убывать с возрастанием разности частот $\bar{\nu} - \nu_{\text{ex}}$, причем тем быстрее, чем ниже температура тела (см. *Адирович Э. Н.* // УФН. 1950. Т. 40. С. 351). Поэтому при стоксовой люминесценции максимумы электронной полосы люминесценции сдвинуты в длинноволновую область относительно максимума полосы возбуждения. При антистоксовой люминесценции некоторая часть излучательных переходов может происходить и с испусканием квантов, более коротковолновых, чем возбуждающие. Таким образом, люминесценция есть часть спектроскопии. Люминесценция не является равновесным процессом. Она обусловлена колебаниями сравнительно небольшого числа атомов или молекул вещества, которые под действием источника энергии переходят в возбужденные состояния. При этом происходит односторонняя отдача энергии тела в виде световой энергии. В этом отличие люминесценции от теплового излучения, при котором происходит обмен энергией между телом и окружающей средой. Вопрос о классификации различных типов неравновесного испускания и прежде всего о различии фотолюминесценции и рассеяния может быть решен только в рамках квантовой электродинамики. На этой основе было показано, что строгую классификацию вторичного неравновесного испускания нельзя основывать только на признаках длительности или способности

к тушению. Вместе с тем признак длительности во многих случаях сохраняет свою практическую значимость. Люминесценция определяется структурой энергетического спектра системы, средним временем его пребывания в возбужденных состояниях, правилами отбора и т. д. Кратковременную люминесценцию называют флуоресценцией. Вещества, в которых возбуждается люминесценция, называют люминофорами. Сам термин *люминесценция* был введен в науку немецким физиком Г. Видеманом в 1888 г. Именно он понял, что люминесценция есть неравновесное излучение.

В работе «К теории фосфоресценции» изучалось интересное явление очень длительного свечения т. н. лантардовых фосфоров, т. е. кристаллических веществ, которые образуются при добавлении незначительных количеств примесей, вызывающих фосфоресценцию, к гетерополярным кристаллам. Фосфоресценция — это разновидность люминесценции, которая отличается от флуоресценции именно длительностью послесвечения (см. *Ландсберг Г. С. Оптика*. 5-е изд. М.: Наука, 1976).

По словам автора, им «...делается попытка объяснения этого явления на основе квантово-механических представлений о движении электрона в кристаллической решетке». По поводу работы «К теории фосфоресценции» авторы исследования «Очерки по истории физики полупроводников» писали: «Опираясь на эти экспериментальные данные (В. Л. Левшина и др.), Д. И. Блохинцев в 1934 г. сделал первую попытку теоретически получить элементарный закон затухания люминесценции кристаллофосфоров с точки зрения строения их энергетического спектра» (см. *Коновалов В. М., Дубчак В. А. Очерки по истории физики полупроводников. История физико-математических наук*. М.: Наука, 1960. Т. 34. С. 73).

Д. И. Блохинцев предположил, что длительность послесвечения может быть связана с возможностью образования в реальном кристалле «квазилокализованных» состояний электрона вследствие «местной деформации решетки» за счет внесения примесей и дал оценку времени обратной рекомбинации таких состояний, которая в 10^{15} раз превышает обычную продолжительность жизни электрона в возбужденном состоянии. Таким образом, теория локальных состояний позволила качественно интерпретировать длительность послесвечения в фосфорах. Эта точка зрения вошла в учебники по оптике (см. *Ландсберг Г. С. Оптика*. 5-е изд. М.: Наука, 1976). Эта и последующие работы Д. И. Блохинцева, в которых была построена детальная теория кинетики фосфоресценции в гетерополярных кристаллах и теория окрашенных кристаллов, внесли существенный вклад в более углубленное понимание этой проблемы и еще раз показали, что квантово-механический подход действительно является тем «новым языком физики и химии», который позволяет эффективно описывать явления, которые в рамках классической физики считались «загадочными». Вычисление времени жизни флуоресценции сложных молекул остается актуальной проблемой. Обсуждение связи излучательного времени жизни со спектрами флуоресценции и поглощения ароматических молекул обсуждается в обзоре *Биркс Дж., Манро И.* // УФН. 1971. Т. 105. С. 251.

Подробное обсуждение различных аспектов физики люминесценции дано в книгах: *Ландсберг Г. С. Оптика*. 5-е изд. М.: Наука, 1976; *Левшин В. Л.*

Фотолюминесценция жидких и твердых веществ. М.–Л.: Гостехиздат, 1951; *Принсгейм П.* Флуоресценция и фосфоресценция. М.: ИЛ, 1951; *Адиорович Э. И.* Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов. М.–Л.: Гостехиздат, 1956; *Кюри Д.* Люминесценция кристаллов. М.: ИЛ, 1961; *Левшин В. Л., Левшин Л. В.* Люминесценция и ее применения. М.: Наука, 1972.

А. Л. Куземский

К ТЕОРИИ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ГЕТЕРОПОЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛАХ*

В работе дается теория поглощения света в гетерополярных кристаллах, исходящая из представления о свободной подвижности «дырок» и электронов, возникающих при абсорбции светового кванта. Теория приводит к заключению о существовании у гетерополярных кристаллов полос поглощения, ширина которых не зависит от температуры. Этот вывод, кажется, находится в согласии с некоторыми наблюдениями Р. Поля и Р. Хильша.

§ 1. Введение

Особенностью поглощения света в гетерополярных кристаллах является тот факт, что при поглощении света происходит возбуждение электрона, сопровождающееся переходом электрона от иона одного сорта (от галоида, например) к иону другого сорта (катиону). Таким образом, при поглощении кванта света в гетерополярной решетке происходит образование пары нейтральных атомов. Это обстоятельство находит свое выражение в эмпирической формуле для положения полосы поглощения, установленной Р. Полем и его сотрудниками из наблюдений над ультрафиолетовой абсорбцией галоидных кристаллов. Согласно этой формуле величина кванта света $\hbar\omega$, соответствующего полосе поглощения, определяется из уравнения

$$\hbar\omega = E - J + U, \quad (1)$$

где E — электронное сродство галоида, J — работа ионизации металла, а U — энергия порядка электростатической энергии решетки при расчете на один атом.

Приобретение катионом электрона можно назвать возникновением (фото) электрона, а потерю анионом электрона — образованием «дырки». При поглощении света в решетке возникает пара, состоящая из электрона и «дырки».

Чтобы выяснить особенности электронных переходов в таких кристаллах, рассмотрим сперва простое возбуждение электрона, не связанное с переходом от одного сорта ионов к другому. При поглощении кванта света должен соблюдаться закон сохранения импульса. Так как до поглощения кванта света импульс электрона равен нулю, то после поглощения света его импульс ($\mathbf{p}$) должен быть равен импульсу поглощенного кванта света ($\mathbf{k}$). Поэтому будет возможен переход электрона только во вполне определенную точку

* ЖЭТФ. 1935. Т. 5, вып. 6. С. 470–477.

энергетической зоны, содержащей состояния возбужденного электрона. В соответствии с этим каждой зоне будет отвечать только одна линия, а не полоса поглощения¹. Широкие полосы будут результатом уширения линии благодаря тепловому движению атомов, образующих кристаллическую решетку. При описанном же выше процессе поглощения света в гетерополярных кристаллах закон сохранения импульса приводит лишь к требованию, чтобы сумма импульсов «дырки» (q) и электрона (p) равнялась импульсу кванта света (k). Отсюда получается ряд возможностей для поглощения кванта света: переход электрона возможен в любую часть зоны, в которой его импульс

$$p = k - q.$$

Вместе с тем возникают не линии, а полосы поглощения. Тепловое движение будет приводить лишь к дополнительному уширению полос поглощения. В работе по поглощению света в твердых телах Р.Пайерлс² указал на возможность рассмотренных выше процессов.

Пайерлс, однако, полагает, что взаимодействие «дырки» и электрона настолько велико, что они образуют пару, размещенную в соседних узлах решетки. Такая пара двигалась бы в решетке как целое, так что в этом случае речь могла бы идти лишь о сохранении импульса кванта света и центра тяжести этой системы, и мы опять получили бы спектр, состоящий (при абсолютном нуле) не из полос, а из линий.

Это предположение Пайерлса не кажется нам необходимым. Гетерополярные молекулы при поглощении света диссоциируют на нейтральные атомы (признак Франка), и, следовательно, образующиеся при переходе электрона нейтральные атомы отталкиваются. При поглощении света в решетке это должно привести к тому, что взаимодействие электрона и «дырки» (которые в рассматриваемом нами случае и представляют нейтральные атомы) таково, что энергетически выгодно, чтобы они разместились на возможно больших расстояниях друг от друга, т. е. электрон и «дырка» должны отталкиваться друг от друга³. Помимо этого имеются указания из фотопроводимости (наиболее убедительные из опытов Кикоина над фотопроводимостью CuO_2) на независимую диффузию в кристалле электронов и «дырок». Поэтому кажется весьма мало вероятным, чтобы движение «дырок» и электронов происходило парами — это означало бы отсутствие проводимости при возбуждении кристалла. Можно, следовательно, считать, что «дырки» и электроны почти не взаимодействуют между собой. В дальнейшем на основе этого предположения и проводится расчет ширины полос поглощения и величины коэффициента поглощения. Расчеты имеют непосредственное значение лишь для температур, близких к абсолютному нулю. Однако оценка в § 4 показывает, что тепловое расширение полос поглощения по-видимому незначительно в сравнении с шириной, обусловленной различными возможностями для распределения импульса кванта света между импульсом электрона и импульсом «дырки».

¹ См., например, *Frenkel J.* // *Phys. Rev.* 1931. V. 37. P 17.

² *Peierls R.* // *Ann. d Phys.* 1932 Bd. 13. S 905.

³ *Hilsch R., Pohl R.* // *Z. Phys.* 1928. Bd. 48. S. 384.

Иначе говоря, ширина полос поглощения в гетерополярных кристаллах, в которых поглощения можно считать связанными с переходом электрона от аниона к катиону, должна почти не зависеть от температуры.

Известные автору экспериментальные факты представляются недостаточными для проверки справедливости этого утверждения. Все же кажется, что некоторые результаты Р. Хильша и Р. Поля¹ подтверждают его. Так, из их наблюдений видно, что охлаждение TIJ от комнатной температуры до температуры жидкого воздуха лишь незначительно изменяет широкие полосы поглощения TIJ в ультрафиолетовой части спектра. Особенно интересным кажется тот факт, что при той же температуре (−193 °C) поглощение TIJ, вкрапленного в решетку KJ в очень малых концентрациях, показывает те же полосы поглощения, но крайне узкие, почти линии. Так как в этом последнем случае несомненно не может быть и речи о движении как «дырки», так и электрона, а только одного из них (вероятно «дырки»), то закон сохранения импульса ведет в этом случае к образованию только линий поглощения, а не полос. Ширина здесь обуславливается лишь тепловым движением, и незначительность ее в сравнении с шириной в чистом TIJ по-видимому подтверждает изложенную точку зрения.

§ 2. Движение электрона и «дырки» в кристалле

Гетерополярный кристалл мы будем считать образованным из двух сортов ионов и будем обозначать радиус-вектор m -го катиона через $\mathbf{r}_{\text{кт}}$ (m — тройки чисел, определяющих узел решетки, в котором находится рассматриваемый катион) и совершенно аналогичным образом — радиус-вектор n -го аниона через $\mathbf{r}_{\text{ан}}$. В невозбужденном состоянии все электроны связаны с анионами. Если волновую функцию k -го электрона, движущегося около n -го аниона, обозначить через $U_n(\mathbf{r}_k)$ ($\mathbf{r}_k$ — радиус-вектор k -го электрона), то полная волновая функция невозбужденного кристалла, в нулевом приближении, может быть записана в следующем виде:

$$\psi_0(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_k \dots \mathbf{r}_{N^3}) = \frac{1}{\sqrt{N^3!}} \begin{vmatrix} U_1(\mathbf{r}_1) & U_1(\mathbf{r}_2) & \dots & \dots \\ U_n(\mathbf{r}_1) & U_n(\mathbf{r}_2) & \dots & \dots \end{vmatrix} \quad (2)$$

(здесь N^3 — полное число анионов). После поглощения кванта света электрон перейдет от какого-нибудь n -го аниона к какому-нибудь m -му катиону и его волновая функция вместо $U_n(\mathbf{r})$ будет уже волновой функцией электрона, движущегося около m -го катиона $V_m(\mathbf{r})$ (волновая функция валентного

¹ Наше рассмотрение исключает случай сильной деформации решетки, которая могла бы возникнуть при поглощении света. Достаточно сильная деформация препятствует свободной подвижности «дырок» и электронов и ведет к окрашиванию кристалла.

электрона металла). Поэтому после возбуждения вместо ψ_0 , в соответствии с описанным процессом, получим новую волновую функцию

$$\psi_{nm}(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_n \dots \mathbf{r}_{N^3}) = \frac{1}{\sqrt{N^3!}} \begin{vmatrix} U_1(\mathbf{r}_1) & U_1(\mathbf{r}_2) & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ V_m(\mathbf{r}_1) & V_m(\mathbf{r}_2) & \dots \end{vmatrix}. \quad (3)$$

При этом, однако, не принято во внимание вырождение, происходящее от того, что любой анион может поглотить квант света и электрон может перейти к любому из катионов¹.

Учитывая это обстоятельство и в соответствии с предположением об отсутствии заметного взаимодействия между электронами и «дыркой», мы получим полную волновую функцию для кристалла, поглотившего квант света

$$\psi(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_n \dots \mathbf{r}_{N^3}) = \frac{1}{N^3} \sum_{n,m} e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}_{\text{кт}} + i\mathbf{q}\mathbf{r}_{\text{ан}}} \psi_{nm}. \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{r}_{\text{кт}}$ — радиус-вектор катиона, к которому перешел электрон (радиус-вектор «электрона»), а $\mathbf{r}_{\text{ан}}$ — радиус-вектор аниона, потерявшего электрон (радиус-вектор «дырки»), $\mathbf{p}$ — волновое число электрона, а $\mathbf{q}$ — волновое число «дырки», так что $\hbar\mathbf{p}$ и $\hbar\mathbf{q}$ — импульс электрона и импульс «дырки» соответственно. Решение (4) описывает, следовательно, волны свободно движущихся электрона и «дырки». Из секулярного уравнения нашей задачи, которое мы здесь не выписываем, можно найти также энергию E_1 , отвечающую состоянию возбуждения кристалла, представленному волновой функцией (4):

$$E_1 = E_0 + E - J + \Delta + \sum_{n'} N_{nn'} e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_{n'})} + \sum_{m'} M_{mm'} e^{i\mathbf{p}(\mathbf{r}_{m'} - \mathbf{r}_m)}, \quad (5)$$

где различные члены имеют следующий смысл: E_0 — энергия невозбужденного состояния ψ_0 , E и J имеют то же значение, что в формуле (1), Δ — изменение энергии кристаллической решетки, вызванное заменой одного из анионов и одного из катионов на нейтральные атомы, и наконец $N_{nn'}$ — матричный элемент перехода дырки от n -го аниона к соседнему n' -му, а $M_{mm'}$ — тоже для перехода электрона от m -го катиона к соседнему m' -му.

Следовательно, энергия кванта света $\hbar\omega$, поглощаемого при переходе кристалла из невозбужденного состояния E_0 в возбужденное E_1 , в котором импульсы «дырки» и электрона будут соответственно $\hbar\mathbf{q}$ и $\hbar\mathbf{p}$, равна

$$\hbar\omega = E - J + \Delta + N(\mathbf{q}) + M(\mathbf{p}), \quad (6)$$

где через $N(\mathbf{q})$ и $M(\mathbf{p})$ кратко обозначены суммы по n' и m' в (5). (Они всегда действительны.) Величины $N(\mathbf{q})$ и $M(\mathbf{p})$ имеют смысл кинетической энергии дырки и, соответственно, электрона. По порядку величины они такие же,

¹ Ср. *Frenkel J.* loc. cit.

как и Δ , поэтому формула (6) совпадает с эмпирической формулой Р. Поля (1), если под U понимать сумму $\Delta + N + M$. Таким образом, формула (6) должна правильно передавать положение соответственной полосы поглощения кристалла.

§ 3. Поглощение света

Пусть на кристалл падает свет напряженности F , поляризации $\mathbf{J}$ и частоты ω . Тогда возмущение, действующее на k -й электрон (радиус-вектор $\mathbf{r}_k$), будет определяться формулой

$$V(\mathbf{r}_k) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_k} = \frac{e\hbar F}{m\omega} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_k} (\mathbf{J}, \text{grad}). \quad (7)$$

Здесь $\mathbf{k}$ — волновое число световой волны.

Возмущение, действующее на все электроны кристалла, получается из (7) суммированием

$$W(\mathbf{r} \dots \mathbf{r}_k \dots \mathbf{r}_{N^3}) = \sum V(\mathbf{r}_k) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_k}.$$

Для того чтобы определить вероятность поглощения кванта света, необходимо найти матричный элемент перехода из состояния E_0 в состояние E_1 :

$$(0|W|1) = \int \psi^* W(\mathbf{r} \dots \mathbf{r}_k \dots) \psi_0 dt, \quad (8)$$

где интегрирование выполняется по координатам всех электронов.

Пользуясь (2), (3) и (4) и замечая, что в нашем приближении

$$\int V_{\mathbf{m}}^*(\mathbf{r}) U_{\mathbf{n}}(\mathbf{r}) d\tau_p = 0 \quad \text{и} \quad \int U_{\mathbf{n}}^*(\mathbf{r}) U'_{\mathbf{n}}(\mathbf{r}) d\tau_p = 0,$$

найдем из (8) обычным образом

$$(0|W|1) = \frac{1}{N^3} \sum_{\mathbf{n}, \mathbf{m}} V_{\mathbf{nm}} e^{-i(\mathbf{p}\mathbf{r}_{\mathbf{кт}} + \mathbf{q}\mathbf{r}_{\mathbf{ан}}) + i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\mathbf{ан}}}, \quad (9)$$

где

$$V_{\mathbf{nm}} = \left(\mathbf{J}, \int V_{\mathbf{m}}^*(\mathbf{r}) \text{grad} U_{\mathbf{n}}(\mathbf{r}) d\tau \right). \quad (10)$$

Ограничиваясь в сумме (9) членами, соответствующими переходам только между соседними ионами $\mathbf{n}$ и $\mathbf{m}'$, мы сможем просуммировать в (9) сперва по соседним с анионом $\mathbf{n}$ катионам $\mathbf{m}'$, а затем по $\mathbf{n}$. Тогда мы получим

$$(0|W|1) = \frac{1}{N^3} \sum_{\mathbf{m}'} V_{\mathbf{nm}'} e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}_{\mathbf{ан}} - \mathbf{p}\mathbf{r}_{\mathbf{кт}'})} \sum_{\mathbf{n}} e^{-i(\mathbf{p} + \mathbf{q})\mathbf{r}_{\mathbf{ан}} + i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\mathbf{ан}}}. \quad (9')$$

Последняя сумма не равна нулю только в том случае, если

$$\mathbf{p} + \mathbf{q} - \mathbf{k} = 0. \quad (11)$$

Это правило отбора и выражает закон сохранения импульса электрона, «дырки» и кванта света¹.

При поглощении видимого и ультрафиолетового света можно вообще пренебречь импульсом кванта света, и тогда вместо (11) мы получим $\mathbf{p} = -\mathbf{q}$, т. е. импульс «дырки» и электрона должны быть равны и противоположно направлены. Поэтому в формулу (6) вместо $\mathbf{q}$ следует подставить $-\mathbf{p}$.

Матричный элемент (9') вместе с (11) определяет вероятность перехода электрона под действием света частоты ω в состоянии с импульсом $\mathbf{p}\hbar$. Вероятность перехода в единицу времени P в состояние с определенной энергией E_1 выразится обычным образом через $(0|W|1)^2$:

$$P = \frac{t}{\hbar^2} \left(\frac{Nd}{2\pi} \right)^3 \int \int \int \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} (0|W|1)^2 p^2 dp \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (12)$$

где p, ϑ, φ — полярные координаты в пространстве вектора $\mathbf{p}$; $(Nd)^3$ — объем кристалла; t — время, а α равно

$$\alpha = \frac{t}{2}(\omega - \omega'),$$

ω' есть частота, отвечающая переходу из состояния E_0 в состояние E_1 , и определяется из (6) и (11):

$$\hbar\omega' = E - J + \Delta + N(-\mathbf{p}) + M(\mathbf{p}).$$

Из этого последнего уравнения $\mathbf{p}$ определяется как функция $\omega', \vartheta, \varphi$, или, следовательно, как функция $\alpha, \vartheta, \varphi$. Тогда, переходя в (12) от интеграции по $\mathbf{p}$ к интеграции по α , получим при $t \rightarrow \infty$:

$$P = \frac{2\pi}{3\hbar^2} \left(\frac{Nd}{2\pi} \right)^3 \int_{\Omega} |(0|W|1)|^2 \frac{\partial p^3}{\partial \omega} d\Omega, \quad (13)$$

где $\int_{\Omega} \dots d\Omega$ означает интегрирование по различным направлениям импульса $\mathbf{p}\hbar$ электрона, обладающего энергией $E_1 = E_0 + \hbar\omega$; так как при $t \rightarrow \infty$ $\omega' = \omega$, то подынтегральная функция есть функция только $\omega, \vartheta, \varphi$. Матричный элемент $(0|W|1)$ согласно (9'), (7), (10) и (11) может быть представлен следующим образом:

$$(0|W|1) = \frac{e\hbar F}{m\omega} \sum_{\mathbf{m}'} e^{i\mathbf{p}(\mathbf{r}_{\mathbf{a}\mathbf{n}} - \mathbf{r}_{\mathbf{k}\mathbf{t}'})} (\mathbf{J}, \int V_{\mathbf{m}'}^*(\mathbf{r}) \text{grad } U_{\mathbf{n}}(\mathbf{r}) d\tau) = \frac{e\hbar F}{m\omega} (\mathbf{J}, \Phi(\mathbf{p})).$$

¹ Точнее следовало бы написать вместе (11): $\mathbf{p} + \mathbf{q} - \mathbf{k} = \frac{2\pi\mathbf{l}}{d}$, где d — постоянная решетки, а $\mathbf{l}$ — вектор, компоненты которого суть любые целые числа. Это связано с тем, что в решетке понятие импульса частицы не вполне определено. Для наших рассуждений это не имеет значения, и мы можем положить $\mathbf{l} = 0$.

² См. Dirac P. A. M. The Principles of Quantum Mechanics, § 54.

Подставим это в (13) и перейдем к поглощению единицей объема 1 кванта света в 1 с, при этом учтем, что интенсивность света равна

$$S = \frac{F^2 c}{4\pi} = n \hbar \omega,$$

(n — число квантов в 1 с через 1 см²). В результате для коэффициента поглощения получим

$$K = \frac{8\pi^2 \hbar e^2}{(2\pi)^3 3cm^2 \omega} \int_{\Omega} |(\mathbf{J}, \Phi)|^2 \frac{\partial p^3}{\partial \omega} d\Omega, \quad (14)$$

где

$$\Phi = \sum_{\mathbf{m}'} e^{i\mathbf{p}(\mathbf{r}_{\text{ан}} - \mathbf{r}_{\text{кт}'})} \int V_{\mathbf{m}'}^*(r) \text{grad } U_{\mathbf{n}}(r) d\tau, \quad (15)$$

а $\mathbf{p}$ выражено как функция ω , ϑ , φ из (6) при $\mathbf{q} = -\mathbf{p}$.

Из этой формулы следует, что форма полосы поглощения должна быть тесно связана с типом кристаллической решетки.

§ 4. Оценка коэффициента поглощения и роль теплового движения

Для вычисления коэффициента поглощения K необходимо знать в явном виде $\mathbf{p}$ как функцию ω , ϑ , φ . Предполагая, например, простую кубическую решетку типа NaCl и шаровую симметрию функций $U(r)$ и $V(r)$, можно без труда найти на основании формул (5) и (15) следующее выражение для N , M и Φ :

$$\begin{aligned} N(-\mathbf{p}) &= 4Nd \left(\cos \frac{p_1 d}{2} \cos \frac{p_2 d}{2} + \cos \frac{p_2 d}{2} \cos \frac{p_3 d}{2} + \cos \frac{p_3 d}{2} \cos \frac{p_1 d}{2} \right), \\ M(\mathbf{p}) &= 4M \left(\cos \frac{p_1 d}{2} \cos \frac{p_2 d}{2} + \cos \frac{p_2 d}{2} \cos \frac{p_3 d}{2} + \cos \frac{p_3 d}{2} \cos \frac{p_1 d}{2} \right), \\ (\mathbf{J}, \Phi) &= 2i \left(\int V^* \frac{\partial U}{\partial x} d\tau_r \right) \left(J_x \sin \frac{p_1 d}{2} + J_y \sin \frac{p_2 d}{2} + J_z \sin \frac{p_3 d}{2} \right), \end{aligned} \quad (16)$$

где N и M — матричные элементы, соответствующие переходу «дырки» и электрона в соседние узлы решетки ($N = N_{\mathbf{nn}}$, $M = M_{\mathbf{mm}'}$), а d — постоянная решетки.

Так как в первой зоне $-\pi/d < p_1, p_2, p_3 < +\pi/d$, то ширина полосы равна

$$\omega_{\max} - \omega_{\min} = \pm \frac{12(N + M)}{\hbar} = \pm \delta. \quad (17)$$

Так как обычно наблюдаемая ширина полос составляет около 1 В, то сумма $N + M$ составляет меньше 0,1 В. Это не представляется удивительным, так как одноименные ионы в гетерополярных решетках весьма удалены друг от

друга, и матричные элементы, отвечающие переходам электрона или дырки, должны быть малы.

Из (16) видно, что максимум вероятности перехода, пропорциональной $|\mathbf{J}, \Phi|^2$, лежит при $p_1 d/2 = \pm\pi/2$, $p_2 d/2 = \pm\pi/2$, $p_3 d/2 = \pm\pi/2$.

Следует ожидать, что максимум абсорбции будет лежать тоже вблизи этой области. Тогда из (16) и (5) следует, что он будет лежать около

$$\omega_0 \cong \frac{E - J + \Delta}{\hbar}. \quad (18)$$

Будет ли он ближе к коротковолновому или длинноволновому краю полосы поглощения, зависит от знака суммы $(N + M)$. Если $N + M > 0$, то он будет смещен в сторону длинных волн, если же $N + M < 0$, то в сторону коротких волн. Так как число состояний в зоне в областях экстремальных значений энергии мало и стремится к нулю, то на краях полосы (поскольку не учитывается тепловое движение) коэффициент поглощения равен нулю.

Так как при приближении к точке $\omega = \omega_0 + \delta$ число состояний убывает медленней, чем при приближении к точке $\omega = \omega_0$, то коэффициент абсорбции убывает значительно быстрее при изменении ω от частоты, отвечающей максимальному поглощению, до частоты $\omega = \omega_0$, чем при противоположном изменении до $\omega = \omega_0 + \delta$. Чтобы оценить величину коэффициента поглощения, введем вместо $(p_1 d/2)^2 + (p_2 d/2)^2 + (p_3 d/2)^2$ переменную ρ^2 и разложим произведения косинусов и синусов в (16) по степеням; тогда получим

$$\omega = \omega_0 + \delta - \frac{\delta \rho^2}{6}; \quad |\mathbf{J}, \Phi|^2 = 2 \left| \int V \frac{\partial U}{\partial x} d\tau \right|^2 \rho^2. \quad (19)$$

В последней формуле выполнено усреднение по поляризациям $\mathbf{J}$.

Интеграл, входящий в эту формулу, по порядку величины равен $1/a$, где a — радиус аниона. Заимствуя $\partial p^3 / \partial \omega$ из (19), найдем для K

$$K \cong \frac{192 e^2 \hbar \rho^3}{c m^2 d^3 a^2 \delta \omega}.$$

При $d \cong 4 \text{ \AA}$, $a \sim d/4$, $\omega = 6 \cdot 10^{15}$, $\delta \sim \omega/5$ и для $\rho = 1/2$ получаем оценку $K \cong 5 \cdot 10^5 \text{ мм}$, что дает правильный порядок величины.

Чтобы оценить действие теплового движения, заметим следующее. Для оценки достаточно рассмотреть изменение возбужденного состояния решетки E_1 .¹ При подсчете энергии возбужденного состояния E_1 мы предполагаем, что все атомы занимают некоторые твердо фиксированные положения. Так как движения атомов происходят медленно в сравнении с движением электронов, то можно считать, что при наличии теплового движения стационарные состояния электрона будут сохраняться, но значение их энергии будет несколько

¹ В невозбужденном состоянии атом находится в равновесии и потому уширение линий, которое дает движение атома в невозбужденном состоянии, связано только с флуктуациями его энергии, а они обуславливают лишь малую долю всей ширины.

иное, соответственно смещению возбужденных атомов благодаря тепловому движению из положения, которое им свойственно при абсолютном нуле.

Пусть величина этого смещения будет u . Тогда мы можем разложить по степеням этого смещения Δ , N и M в формуле (6) или, что все равно, δ в (18). В результате для частоты поглощаемого света получим

$$\omega = \omega_0 + \alpha u + \beta u^2 + \dots$$

Отсюда для ширины спектральной линии находим

$$\overline{(\omega - \bar{\omega})^2} = \alpha^2 \bar{u}^2 + \beta^2 \{\bar{u}^4 - (\bar{u}^2)^2\}.$$

Далее по порядку величины $u^2 = E/M\nu^2$, где E — тепловая энергия атома, M — его масса, ν — частота колебаний. Величины α и β по порядку величины равны соответственно δ/d и δ/d^2 .

Отсюда получаем¹

$$\overline{(\omega - \bar{\omega})^2} = \frac{\delta^2 E}{M \nu^2 d^2} + \frac{\delta^2 (E - \bar{E})^2}{M^2 \nu^2 d^4}.$$

Второй член дает расширение линий вследствие флуктуации тепловой энергии атома, а первый, больший, расширение, связанное с тем, что возбужденный атом не находится, вообще говоря, в положении равновесия. Ограничиваясь первым членом, дающим уширение, пропорциональное $\sqrt{T}$, мы найдем условие для того, чтобы тепловое уширение играло подчиненную роль в сравнении с уширением δ , обусловленным движением пары электрона и «дырки»:

$$\delta \frac{u}{d} \ll \delta \quad \text{или} \quad u/d \ll 1.$$

Отношение смещения атома, возникшего благодаря тепловому движению, к постоянной решетки d при температурах, далеких от температуры плавления, будет $< 1/10$.

Поэтому кажется обоснованным заключение, согласно которому даже при комнатных температурах ширина полос поглощения в гетерополярных кристаллах, при отсутствии окрашивания, может быть целиком обусловлена образованием при поглощении света электрона и «дырки», движущихся в решетке кристалла.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
21 апреля 1935 г.

Комментарий. Известно, что прохождение света через вещество ведет к возникновению колебаний электронов среды под действием электромагнит-

¹ Эта формула выведена Пайерлсом (loc. cit). Здесь мы приводим лишь элементарный вывод ее, достаточный для нужной нам оценки.

ного поля волны и сопровождается потерей энергии последней, затрачиваемой на возбуждение колебаний электронов. В 20-х и 30-х годах было установлено, что к веществам, обладающим фоточувствительностью, относятся сернистый цинк, сернистый кадмий, алмаз и щелочно-галогидные соединения. У катионов Pb^{2+} , Tl^{+} , Hg^{2+} , Cd^{2+} , Ag^{+} , Zn^{2+} и Cu^{+} электронная оболочка не замкнута. Было обнаружено, что все соединения, в которые входят эти катионы, фоточувствительны, за исключением нитратов и сульфатов. Из всех соединений, включающих катионы с замкнутой электронной оболочкой (Ba^{2+} , Sr^{2+} , Ca^{2+} , Mg^{2+}), только сульфиды бария, стронция и кальция были фоточувствительными. Различные соединения имеют также различные типы проводимости (электронный или дырочный). Щелочно-галогидные соединения явились одними из первых веществ, кристаллы которых отвечали требованию монокристалличности. Изучение именно этих кристаллов позволило выяснить свойства и природу кристаллических несовершенств в твердых телах. Было обнаружено, что нагревание кристаллов в парах катионов металлов вызывает появление новых полос поглощения в результате образования «центров окрашивания». Они были названы *F*-центрами (по первой букве немецкого слова *Farbzentrum*) (см. *Бьюб Р.* Фотопроводимость твердых тел. М.: ИЛ, 1962; *Зейтц Ф.* Современная теория твердого тела. М.—Л.: ГТТИ, 1949). В настоящее время принято считать, что *F*-центр образуется в том узле решетки, где отсутствует нормально находящийся там анион и на место которого захвачен электрон. Спектр поглощения света электронами, захваченными такими анионными вакансиями, имеет вид одиночной полосы.

В данной работе рассматривается поглощение света в гетерополярных кристаллах. Гетерополярный кристалл — это кристалл, состоящий из двух сортов ионов (катионов и анионов). При поглощении света в таких кристаллах происходит возбуждение электрона, сопровождающееся переходом электрона от иона одного сорта (от галоида, например) к иону другого сорта (катиону). При этом приобретение катионом электрона можно трактовать как рождение фотоэлектрона, а потерю анионом электрона — как рождение дырки. Анализ особенностей электронных переходов в таких системах с электрон-дырочными парами требует тщательного рассмотрения законов сохранения энергии и импульса. В отличие от теории Пайерлса, который предполагал, что электрон-дырочные пары сильно связаны и располагаются на соседних узлах решетки, Д. И. Блохинцев тщательно анализирует всю совокупность физических процессов, происходящих в системе, и приходит к картине свободной подвижности электронов и дырок, возникающих при абсорбции светового кванта. Теория приводит к заключению, что у гетерополярных кристаллов имеются полосы поглощения, которые не зависят от температуры. Поэтому, по мнению автора, можно сделать вывод о том, что даже при комнатной температуре ширина полос поглощения при отсутствии окрашивания может быть целиком обусловлена образованием при поглощении света электрона и дырки, движущихся в решетке кристалла.

А. Л. Куземский

ЗАМЕЧАНИЯ К ТЕОРИИ ФОСФОРЕСЦЕНЦИИ*

Рассматривается механизм освобождения электрона из локального состояния и резюмируются возможные причины фосфоресценции.

В работе по теории ланардовских фосфоров автором¹ была высказана мысль, что фосфоресценция обуславливается локализацией электрона и «дырки» в пространственно-удаленных частях кристаллической решетки. Прямой оптический переход из возбужденного состояния становится в этом случае невозможным, так как волновые функции электрона в этих состояниях, соответственно $\psi(x)$ и $\psi_0(x)$, не перекрываются. Так как волновые функции спадают экспоненциально по закону $e^{-r/\rho}$, где r — расстояние от центра локализации, а ρ — длина порядка радиуса атома, то вероятность прямого перехода с излучением, пропорциональная $\left| \int \psi^* W \psi_0 dx \right|^2$, где W — оператор энергии взаимодействия электрона с излучением, будет пропорциональна $e^{2l/\rho}$, где l — расстояние между «дыркой» и электроном.

Если это расстояние равно примерно ρ , то время жизни электрона в возбужденном состоянии будет таким же, как в изолированных атомах, т. е. порядка $\tau_0 = 10^{-8} - 10^{-9}$ с. При условии локализации электрона и «дырки» в разных местах кристалла оно будет порядка $\tau = \tau_0 e^{2l/\rho}$. Расстояние между «дыркой» и электроном при полном возбуждении по порядку величины равно расстоянию между атомами вкрапленного активного металла. Постоянная решетки кристалла $d \cong 2\sqrt{2} \rho$ (если считать, что расстояние между одинаковыми атомами равно $\sim 2\rho$). Далее $l/d \cong \sqrt[3]{C}$, где C — концентрация активного металла. Следовательно,

$$\tau = \tau_0 e^{2\sqrt{2}/\sqrt[3]{C}}.$$

При концентрациях $C \cong 10^{-2}$, $\tau \cong 10^{-2} - 10^{-3}$ с, при $C \cong 10^{-4}$ (применяемые на практике концентрации) $\tau \cong 10^{17}$ с. Подчеркнем, что τ вовсе не означает длительность фосфоресценции, а дает лишь верхнюю границу для времени пребывания электрона в возбужденном состоянии. Время фосфоресценции будет определяться временем пребывания в локальном состоянии электрона,

* ЖЭТФ. 1936. Т. 6, вып. 10. С. 1060–1061.

¹ Блохинцев Д. И. // ДАН СССР. 1934. Т. 2. С. 76. — Статья 7 в настоящем издании. — Прим. ред.

если это время равно $\tau' < \tau$. В цитированной выше работе не было указано на механизм освобождения из локального состояния, и мы хотим в этой заметке остановиться на этом вопросе подробнее.

С определенностью можно сказать, что либо «дырка», либо электрон локализуется в соседстве с активными атомами, так как в противоположном случае эти атомы не участвовали бы в фосфоресценции. Если бы «дырка» и электрон локализовались оба на этих (но, конечно, разных) атомах, то процесс рекомбинации мог бы идти только путем возвращения электрона в зону проводимости. Тепловая работа вырывания электрона из локального уровня была бы равна оптической. Стоксовское смещение отсутствовало бы и, напротив, можно было бы ожидать антистоксовского смещения. Такое же положение будет иметь место в тех случаях, когда электрон локализуется на каких-нибудь посторонних примесях (плавни) или других случайных дефектах кристалла. В тех же фосфорах, в которых велико стоксовское смещение и, следовательно, тепловая работа вырывания электрона из локального уровня меньше оптической, механизм вырывания электрона может быть совершенно таким же, как в окрашенных щелочно-галогидных кристаллах, именно: электрон может локализоваться в самой решетке основного вещества, и тогда достаточно просто уничтожения деформации, вызванной локализацией электрона, чтобы электрон освободился из локального уровня¹. В простейшем случае оба механизма освобождения приводят к зависимости вероятности вырывания электрона из локального состояния, а следовательно, и вероятности рекомбинации электрона и «дырки» от температуры по закону $e^{-A/kT}$. Если имеет место наложение нескольких процессов освобождения (локальные состояния различны), то зависимость от температуры будет представляться суммой вида $\sum_n e^{-A_n/kT}$. Если совершился переход из локального состояния

в свободное, то время, в течение которого будет происходить рекомбинация, по порядку величины равно τ_0 . Число освободившихся электронов будет $Ne^{-A/kT}$, где N — число локализованных электронов (таково же число «дырок»). Поэтому высвечивание будет идти по закону

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{1}{\tau_0} N^2 e^{-A/kT} = -\frac{N^2}{\tau'},$$

$$\tau' = \tau_0 e^{-A/kT},$$

при $\tau_0 \cong 10^{-8}$ с, $T = 300$ К, $A \cong 0,5$ эВ, $\tau' = 1$ с (при $A = 1$ эВ, $\tau' = 10^7$ с). Это дает правильный порядок величины.

В заключение резюмируем возможные причины фосфоресценции:

1. Метастабильные состояния (в ланардовских фосфорах не играют роли).
2. Локальные состояния электронов и «дырок» (неперекрываемые электронные волновые функции возбужденного и нормального состояний). Эти состояния могут образовываться благодаря наличию деформаций в решетке или благодаря созданию их при локализации. В этом последнем случае неперекрываемые

¹ Landau L. // Sow. Phys. 1933. V. 3. P. 664; см. также Блохинцев Д. И. // ЖЭТФ. 1936. Т. 6. С. 1053 (следующая статья в настоящем издании) и цитированную выше работу.

крытие электронных функций обусловливается перекрытием функцией ядер (для деформированного и недеформированного состояний).

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
1 июня 1936 г.

Комментарий. В этой краткой заметке Д. И. Блохинцев вновь обращается к своей работе «К теории фосфоресценции» и на качественном уровне рассматривает механизм делокализации электрона и дырки, с тем чтобы уточнить оценку длительности послесвечения в лантаридовских фосфорах. Автор подчеркивает, что время фосфоресценции определяется временем пребывания в локальном состоянии электрона, если это время меньше верхней границы времени пребывания электрона в возбужденном состоянии. Поскольку в работе «К теории фосфоресценции» не был указан «механизм освобождения из локального состояния» (делокализация), автор в данной заметке останавливается на этом вопросе подробнее.

Обсуждаются различные возможные механизмы «вырывания электрона из локального уровня» и их возможные оптические проявления (стоксовское и антистоксовское смещение). Делается вывод, что в тех фосфорах, в которых велико стоксовское смещение, тепловая работа вырывания электрона может быть такой же, как в окрашенных щелочногалоидных кристаллах. При этом происходит локализация электрона в самой решетке основного вещества. При снятии деформации, вызванной локализацией электрона, электрон освобождается (делокализуется). В тех случаях, в которых реализуется антистоксовское смещение, дырки и электрон по-видимому могут локализоваться в соседстве с активными атомами. При этом процесс рекомбинации мог бы идти только путем возвращения электрона в зону проводимости.

Блохинцев анализирует соотношение и баланс нескольких процессов «освобождения» (делокализации), при которых происходит переход из локального состояния в свободное. Он выводит закон высвечивания dN/dt , из которого следует правильный порядок величины для времени фосфоресценции $\tau \simeq 10^7$ с. Таким образом, выводы предыдущей работы «К теории фосфоресценции» сохраняют свое значение; при этом уточняются механизмы делокализации и численные оценки времени фосфоресценции.

А. Л. Куземский

К ТЕОРИИ ОКРАШЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ*

Рассматриваются условия окрашивания кристаллов, подвижность F -центров и различие между тепловой и оптической работой отрыва электрона от F -центра.

Введение

В идеальном кристалле, как хорошо известно, энергетический спектр состояний электрона образует совокупность полос (зон), а движение электрона распространяется на весь кристалл (модулированные волны). Однако существует обширный комплекс явлений, которые связаны с существованием в реальном кристалле локальных электронных состояний, в которых движение электрона ограничивается пространством около какого-нибудь узла решетки и энергия которых отвечает некоторому уровню, лежащему между зонами идеального кристалла. Такого рода состояния играют, по-видимому, определяющую роль в явлениях окрашивания щелочно-галогидальных кристаллов и в явлении фосфоресценции ланардовских фосфоров. Причина возникновения локальных состояний лежит в отступлениях структуры реальных кристаллов от структуры идеальной решетки. Эти отступления могут быть вызваны вкраплениями посторонних атомов (ланардовские фосфоры [1]), наличием поверхностей разрыва (внутренние трещинки, ограничивающие поверхности), ведущих к образованию особых поверхностных уровней [2] и наконец, как было указано Ландау [3], в некоторых случаях положение равновесия возбужденного кристалла может соответствовать деформированному кристаллу с локализованным электроном, несмотря на отсутствие в кристалле каких-либо дефектов.

Цель настоящей работы заключается в исследовании этого последнего случая локализации электрона в кристалле и подвижности локализованных электронов. При этом, в противоположность Ландау, исходящему из теории движения одного электрона в поле кристалла, в этой работе за исходный пункт берется гейзенберговское приближение, в котором, как известно, состояние кристалла выводится из состояний изолированных атомов. Это приближение позволяет явно ввести в рассмотрение потенциальную энергию кристаллической решетки.

* ЖЭТФ. 1936. Т. 6, вып. 10. С. 1053–1059.

1. Условие образования локальных состояний

Для того чтобы исследовать условия образования локальных состояний, мы будем рассматривать движение электронов при фиксированном расположении атомов (и только впоследствии косвенным путем учтем тепловое движение).

Пусть H_n — оператор энергии движения электронов в n -м атоме, а H_{nm} — оператор энергии взаимодействия n -го и m -го атомов. Тогда волновые функции ψ и уровни энергии E стационарных состояний определяются из уравнения Шредингера

$$E\psi = \left(\sum_n H_n + \sum_{n \neq m} H_{nm} \right) \psi. \quad (1)$$

Волновая функция ψ зависит от координат всех электронов ξ , а координаты атомов q входят в нее как параметры. E будет зависеть, разумеется, только от q и играет роль потенциальной энергии кристалла.

В последующем нас будут интересовать только возбужденные состояния кристалла. Из них мы рассмотрим только те, в которых возбужден лишь один из атомов кристалла. Пусть $\Phi_n(\xi)$ — волновая функция электронов при условии, что все атомы удалены достаточно далеко друг от друга (так что можно пренебречь их взаимодействием) и n -й атом находится в возбужденном состоянии. Сближая атомы так, чтобы они образовали кристалл, мы уже не сможем гарантировать, что возбужден именно n -й атом: возбуждение будет передаваться от одного атома к другому. Поэтому волновая функция электронов в кристалле ψ будет приближенно представляться суперпозицией состояний $\Phi_n(\xi)$ с некоторыми амплитудами C_n , зависящими от координат атомов q :

$$\psi(\xi, q) = \sum_n C_n(q) \Phi_n(\xi). \quad (2)$$

Как обычно, $|C_n(q)|^2$ дает вероятность того, что при заданном положении атомов n -й атом окажется в возбужденном состоянии. В гетерополярных кристаллах возбуждение может соответствовать переходу электрона от аниона к катиону (образуется пара нейтральных атомов). В этом случае следовало бы снабдить амплитуды C и функции Φ двумя индексами, указывающими номер аниона, потерявшего электрон, и номер катиона, получившего его. Этот случай, важный для последующего, мы можем считать включенным в (2), считая, например, n номером нейтрализованного катиона, а другой индекс — ненаписанным явно.

Вставляя (2) в (1), умножая на $\Phi_n^*(\xi)$ и интегрируя по всем ξ , получим алгебраические уравнения для определения $C_n(q)$ и $E(q)$:

$$C_m(q) E(q) = \left(\sum_{n \neq m} U_n + V_m \right) C_m(q) + \sum_{n \neq m} J_{mn} C_n(q). \quad (3)$$



Елизавета Евтропиевна и Иван Дмитриевич Блохинцевы



Детский портрет. 1911 г.



Гимназист Д. Блохинцев с тетей. Ярославль, 1917 г.

Пролетарии всех стран, соединяйтесь!

Платежная книжка выдается у рабочего служащего, книга берется в контору, работный листок — в бухгалтер-интрасекрет.



„Утверждается“.
Нар. Ком. Труда СССР
В. ШИМДТ.

Москва, 26/II 1926 г.

Расчетная книжка № 116

выдана работнику
служащему
Фамилия Блохинцев
Имя, отчество Дмитрий Иванович
Враки рождения 1908 г.
Принят на должность уч. - зав. приемщиком посуды
В отделение или цех Кантора
Записан под № —
Наименование Д. И. Блохинцев, Кантора, „Азвин“
Точный адрес Воскресенск, ряз. губ. Мот. Руд. Кант. 24
Книжка выдана 19 г.

Расчетная книжка Д. И. Блохинцева, приемщика посуды в конторе «Азвин».
Москва, 1926 г.

16 мая 1925. Могу выслать
Вам нехитрою книжечку
перенесенную на три
рубля, а также повелено
бюджетно "Мойими Решениями"
Эту книжку я не продаю,
так как ценю ее за переписку
и наивное друж. приветствие
и бесконечность. Кантора
Мот. Руд. Кант. 24
К. М. Малковский

Письмо К. Э. Циолковского Д. И. Блохинцеву



Группа студентов МГУ. Сидят: В. В. Антонов-Романовский, С. И. Драбкина, С. И. Вавилов, А. Г. Морозова; стоят: И. М. Франк, Д. И. Блохинцев, И. П. Цирг, М. А. Марков, Л. Н. Кацауров, М. М. Меланхолин



Первая дирекция ОИЯИ (слева направо): И. М. Франк, М. Даныш, В. П. Джелепов, В. Вотруба, В. Н. Сергиенко, Д. И. Блохинцев, В. И. Векслер, А. М. Рыжов, Н. Н. Боголюбов, Г. Н. Флеров



Визит в ОИЯИ Ф. Жолио-Кюри. Дубна, 1958 г. Слева направо: М. Даныш,
Б. М. Понтекорво, Ж. Лаберриг-Фролова, Ф. Жолио-Кюри, Д. И. Блохинцев



П. Дирак, Д. И. Блохинцев, М. Даныш, М. Г. Мещеряков,
Н. Н. Боголюбов, Я. А. Смородинский. Дубна, 1958 г.



Визит Н. Бора в ОИЯИ. Дубна, 1961 г.



На конференции в Женеве, 1959 г. На первом плане — В. П. Джелепов, Н. Н. Боголюбов, Д. И. Блохинцев; на втором плане — Д. В. Волков, Л. И. Лapidус



С А. И. Алиханяном



Д. И. Блохинцев и Абдус Салам



Д. И. Блохинцев и Б. Грегори
на Международном семинаре по проблемам
физики высоких энергий. Рига, 1967 г.



В. И. Векслер, Д. И. Блохинцев и Э. М. Макмиллан на Московском море. Дубна, 1963 г.



Председатель Комиссии по атомной энергии США Г. Сиборг
и Д. И. Блохинцев. Дубна, 1969 г.



Международная («Рочестерская») конференция по физике высоких энергий (Вена, август 1968 г.). Первый ряд слева направо: И.М. Дремин, В.И. Ритус, А.Е. Шабад, Д.И. Блохинцев. Во втором ряду крайний слева — В.И. Манько, крайний справа — Иван Тодоров



Н. Н. Боголюбов и Д. И. Блохинцев



С. Н. Вернов, М. И. Подгорецкий, Д. И. Блохинцев



Д. И. Блохинцев, М. А. Марков и В. Г. Соловьев. Дубна, 1969 г.



С. Б. М. Понтекорво



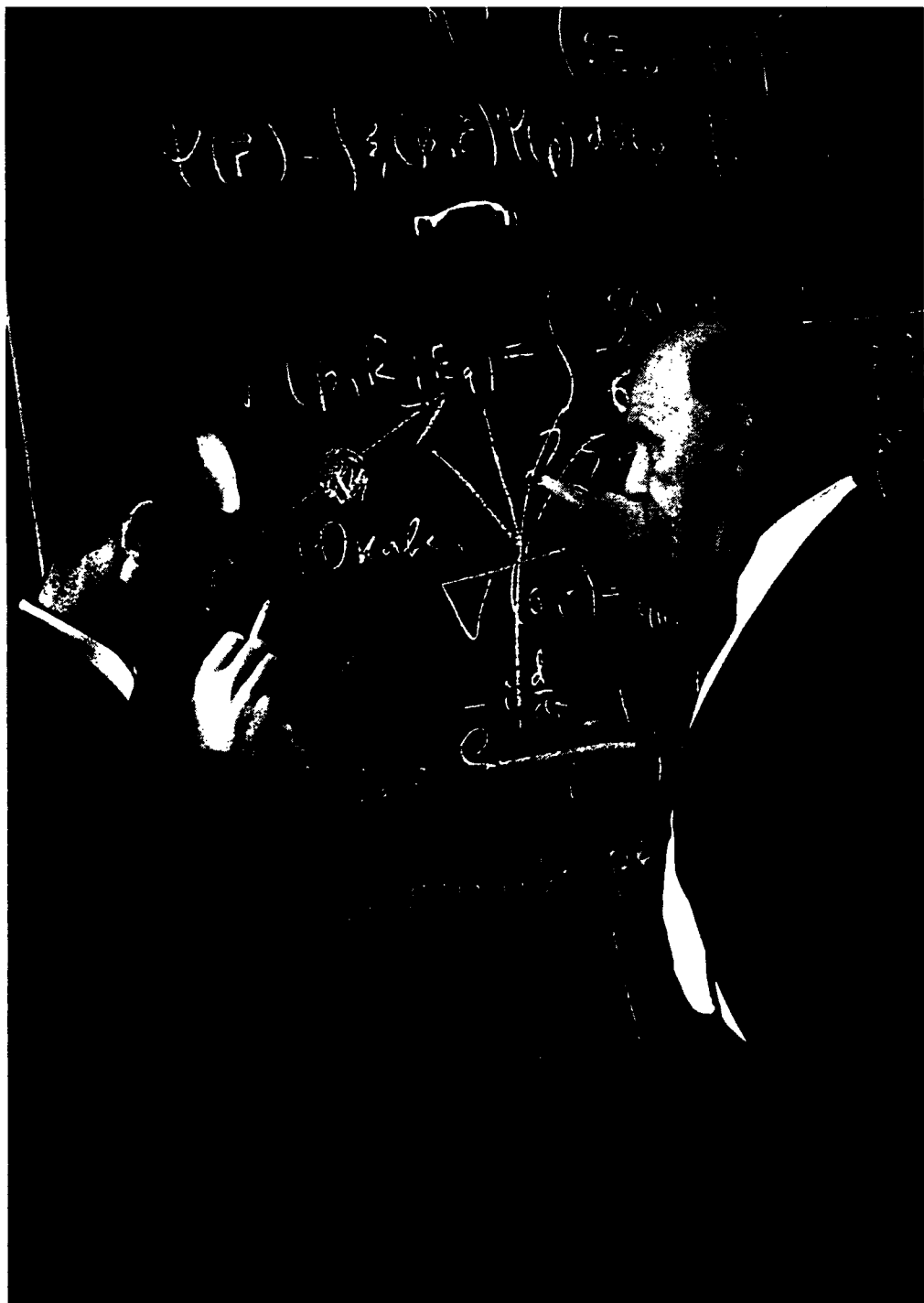
Пусковая бригада ИБР-1: С. Г. Скворцов, В. П. Зиновьев, Ю. Я. Ставиский,
В. Ф. Украинцев, Ю. Г. Блюмкина, Н. К. Николаев, Д. И. Блохинцев



Есть ИБР-2!



Сложная проблема. В. Д. Ананьев, Д. И. Блохинцев, Е. П. Шабалин



Обсуждение. А. В. Ефремов и Д. И. Блохинцев



За чашкой кофе: А. Н. Сисакян, В. Г. Соловьев, Н. Н. Боголюбов, Д. И. Блохинцев,
Ю. А. Щербаков. Дубна, 1978 г.



Поздравления вьетнамского ученого Дао Вонг Дыка с успешной защитой диссертации



С Я. А. Смородинским



М. К. Волков, Д. И. Блохинцев, В. Н. Первушин, Г. В. Ефимов. Дубна, 1978 г.



С М. В. Келдышем



Члену-корреспонденту АН СССР директору Лаборатории теоретической физики ОИЯИ
Д. И. Блохинцеву 60 лет. Дубна, 1968 г.



На лыжной прогулке



Субботник. Б. М. Барбашов, Д. И. Блохинцев, Г. И. Колеров. Дубна, 1974 г.



Д. И. Блохинцев за любимым занятием



Наследники Ломоносова. Международная конференция по ускорителям. Дубна, 1964 г.

Здесь U_n — энергия взаимодействия невозбужденного атома со своими соседями, V_m — такая же энергия возбужденного атома и J_{mn} — матричный элемент, определяющий переход возбуждения от n -го атома к m -му.

При идеальном периодическом расположении атомов амплитуды отличаются только фазой. Все $|C_m|^2$ равны между собой и, следовательно, равновероятно найти любой атом в возбужденном состоянии. В гетерополярном кристалле, где электрон, приобретенный каким-нибудь катионом, будет в этом случае переходить от одного катиона к другому, мы получим бегущую электронную волну.

Локализация электрона (или общее — возбуждения) в каком-нибудь m -м узле решетки может иметь место лишь в деформированном кристалле и соответствует случаю, когда $|C_m|^2 \sim 1$, а остальные $|C_n|^2 \ll 1$.

К этому следует еще присоединить условие нормируемости волновой функции (2)

$$\sum_n |C_n|^2 < \infty.$$

Такие состояния нетрудно найти в предположении достаточной малости (см. ниже) матричных элементов J_{mn} .

Отбрасывая члены с J_{mn} в (3), мы получим систему независимых уравнений для определения C_n . Любое C_m можно положить тогда равным единице, а остальные нулю. Такое решение будет отвечать локализации электрона в m -м узле, и энергия решетки E будет равна

$$E(q) = \sum_{n \neq m} U_n + V_m \quad (C_m = 1, C_{n \neq m} = 0). \quad (4)$$

Это будет потенциальная энергия решетки, в которой m -й катион приобрел электрон (или в общем случае m -й узел возбужден). Минимум этой энергии получится, конечно, при другом расположении атомов в соседстве с возбужденным, в сравнении с расположением их в невозбужденной решетке или в решетке с нелокализованным возбуждением. Иными словами, минимум энергии (4) отвечает решетке, деформированной в области m -го узла. Нам остается найти условие, когда решение (4) возможно. Для этого мы вычислили C_n в следующем приближении (т. е. учитывая J_{mn}). Пренебрегая членами второго порядка ($J_{nn'} C_{n'}$, $n' \neq m$), мы получим следующее уравнение для C_n ($n \neq m$):

$$C_n(q)E(q) = \left(\sum_{k \neq n} U_k + V_n \right) C_n + J_{nm} C_m. \quad (5)$$

При этом здесь следует взять те же значения q , что и в (4). Подставляя E из (4) в (5), получим

$$C_n(q) = \frac{J_{nm}(q)}{U_n + V_m - U_m - V_n} C_m \quad (6)$$

(остальные члены сумм по k и n сокращаются, во всяком случае для n , достаточно удаленных от k). При периодическом расположении атомов $U_n = U_m$,

$V_n = V_m$ и, следовательно, знаменатель в (5) равен нулю. Это означает, что в этом случае предположение о различии порядков величины $|C_n|$ неправильно, и локализации быть не может. Если же кристалл деформируется, например, так, что V_m имеет минимальное значение (только при такой деформации локализация будет устойчива), то ситуация меняется. Деформация происходит только в области m -го узла. Следовательно, V_n , наверно, не принимает минимального значения ($V_n > V_m$). Так как U имеет минимум при недеформированном кристалле, то в силу деформации в области m -го узла $U_m > U_n$, так что в этом случае $U_n + V_m - U_m - V_n < 0$.

Поэтому, если

$$|U_n + V_m - U_m - V_n| > |J_{mn}|, \quad (7)$$

то решение (4) будет действительно первым приближением, и мы получим локализацию электрона около m -го узла. Необходимое условие (3) сведется к условию $\sum_n |J_{mn}|^2 < \infty$.

Так как J_{mn} зависят только от относительного расстояния узлов m и n и быстро убывают с увеличением расстояния между ними (экспоненциально), то это условие будет выполнено. Поэтому условие локализации электрона сводится к (7). Так как $U_n - U_m$ и $V_n - V_m$ одного порядка, то условие (7) имеет простой смысл: изменение потенциальной энергии решетки при деформации должно быть велико в сравнении с величиной матричного элемента J_{mn} , определяющего переход электрона (или возбуждения) от одного узла решетки к другому (напомним, что $\tau = \hbar/J_{mn}$ есть время перехода электрона от узла n к узлу m). Поэтому локализацию электрона следует ожидать в кристаллах, в которых одинаковые атомы удалены друг от друга на значительные расстояния (малость J_{mn}) и в которых велико различие между объемом катиона и соответствующего атома (это будет приводить к большим разностям $V_n - V_m$). По крайней мере этому второму требованию удовлетворяют наилучшим образом щелочно-галогидные кристаллы. Это вполне отвечает опытному факту окрашивания этих кристаллов в виде образования так называемых F -центров, которые представляют собой, как известно, атомы щелочного металла, вкрапленные в гетерополярную решетку.

В заключение этого параграфа мы рассмотрим вопрос о переходе от нелокализованного состояния (электронная волна) к локальному. Прямой оптический переход из основного состояния в локальное состояние, соответствующее образованию устойчивого F -центра (окрашивание), быть не может, так как при таком переходе электрон оказался бы в соседстве с анионом, потерявшим его, и весьма быстро произошла бы рекомбинация. Поэтому следует ожидать, что образование F -центров происходит непосредственно через зону, лежащую выше уровня F -центров (зона проводимости). В зоне проводимости электрон нелокализован, и поэтому решетка недеформирована. Оптический переход электрона из зоны проводимости в F -уровни будет совершаться при неизменных координатах q атомов (ионов) решетки и, следовательно, непосредственно после перехода электрон не локализуется, а образует электронную волну в F -зоне. Если выполнено условие локализации (7), то устойчивое движение в F -зоне невозможно. Произойдет деформация решетки

и локализация электрона: неустойчивая F -зона распадается на устойчивые F -уровни.

Однако этот переход может быть связан с необходимостью преодоления некоторого потенциального барьера, и тогда он может произойти лишь при участии теплового движения [3]. Нетрудно указать случай, когда такой потенциальный барьер наверное существует. Из уравнения (3), умножая на его C_m^* и суммируя по m , получим следующее значение для энергии решетки:

$$E(q) = \frac{\sum_m \left(\sum_n U_n + V_m - U_m \right) |C_m|^2 + \sum_{n \neq m} J_{mn} C_m^* C_n}{\sum_m |C_m|^2}. \quad (8)$$

Если матричные элементы J_{mn} малы, то последней суммой в числителе (8) можно вообще пренебречь. Сумма $\sum_n U_n$ есть не что иное, как потенциальная энергия невозбужденной решетки U_0 (точнее, отличается от нее на постоянную).

Она наверное имеет минимум при отсутствии деформации ($q = q_0$). Разность $V_m - U_m$ при $q = q_0$ не имеет, вообще говоря, минимума. Если разложить U_0 и $V_m - U_m$ по степеням $(q - q_0)$ и если при этом окажется, что

$$\left(\frac{\partial^2 U_0}{\partial q^2} \right)_0 (q - q_0)^2 \gg \left| \left(\frac{\partial(V_m - U_m)}{\partial q} \right)_0 (q - q_0) \right| + \dots, \quad (9)$$

то можно пренебречь изменением $V_m - U_m$ при малых смещениях около q_0 , и, следовательно, в этом случае недеформированная возбужденная решетка будет в равновесии, очень близком к положению равновесия решетки невозбужденной ($q \sim q_0$). При соблюдении условия (7) этот минимум энергии будет лишь относительным, и ясно, что переход от недеформированной решетки к деформированной с образованием F -центра будет сопровождаться преодолением потенциального барьера. Если же условие (9) не соблюдено, то при деформации решетки энергия U_0 конечно все же будет возрастать, а отношение $\sum_m (V_m - U_n) |C_m|^2 / \sum_m |C_m|^2$ — убывать (если деформация идет в направлении, соответствующем образованию F -центра). Возникнет или нет потенциальный барьер — это зависит, весьма специальным образом, от вида V и U (а также J_{nm}). Если разности $V_m - U_n$ начинают превышать величину J_{nm} , то начинается локализация электрона, и, следовательно, решетка переходит на участок потенциальной кривой (точнее, поверхности), имеющий минимум для деформированной решетки. Поэтому следует ожидать, что потенциальный барьер, если он существует, имеет величину, по порядку равную J_{nm} .

Таким образом, F -зона распадается на устойчивые уровни либо сама собой, либо, в случае наличия потенциального барьера, за счет теплового движения.

2. Подвижность электронов, локализованных в форме F -центров

Допустим, что электрон локализовался на каком-нибудь m -м катионе. При этом решетка в области этого катиона будет деформирована. Рассмотрим сперва, может ли электрон без затраты энергии перейти от этого катиона к другому (n -му). Ясно, что для того, чтобы переход был изоэнергетическим, необходимо, чтобы деформация в области m -го катиона выравнялась, а в области n -го такая же деформация возникла. Следовательно, такой переход возможен только при одновременном изменении координат q тяжелых частиц (ионов). Поэтому этот переход нельзя представить просто как прохождение электрона через потенциальный барьер. Более того, он будет крайне мало вероятен, так как матричный элемент перехода будет пропорционален интегралу

$$\int \Psi_n^*(q) J_{nm}(q_n q_m) \Psi_m(q) dq, \quad (10)$$

где Ψ_m — волновая функция ионов решетки, соответствующая деформации в области m -го узла, а Ψ_n^* — в области n -го. Эти функции не перекрываются, и поэтому интеграл близок к нулю¹. Именно в первом приближении (масса ядер бесконечно велика) эти функции можно было бы представить в виде дираковских δ -функций

$$\begin{aligned} \Psi_m(q) &\sim \delta(q_n - q_n^0) \delta(q_m - q'_m), \\ \Psi_n(q) &\sim \delta(q_n - q'_n) \delta(q_m - q_m^0), \end{aligned} \quad (11)$$

где q_n^0 — значение q_n при отсутствии, а q'_n — при наличии F -центра в n -узле (соответствующий смысл имеют q_m^0 и q'_m). Поэтому переход электрона из одного узла в другой (перемещение F -центра) будет происходить лишь при

¹ По окончании этой работы появилась статья Я. Френкеля [4], касающаяся, в частности, вопроса о подвижности локализованных электронов. Я. Френкель учитывает тепловое движение атомов и связывает подвижность локализованных электронов с прохождением через потенциальный барьер (без затраты работы на уничтожение деформации). Вероятность этого прохождения определяется квадратом матричного элемента (10). Действительно, этот матричный элемент, из-за наличия нулевой энергии, даже при абсолютном нуле температуры не равен нулю. Именно, если учесть конечность массы атомов, то вместо δ -функций (11) получим функции, существенно определяющиеся множителем $\exp[-(q_n - q_n^0)^2/4u^2]$, где u — амплитуда тепловых колебаний атомов. Поэтому, если через ξ обозначить величину смещения атомов при деформации, то квадрат (10) будет пропорционален $\exp(-\gamma\xi^2/u^2)$, где γ — число порядка единицы. Локализация электрона может происходить лишь тогда, когда ξ значительно больше u , и, следовательно, вероятность рассматриваемого Я. Френкелем перехода будет крайне мала. На это указывает и опыт: при низких температурах никакой практически заметной подвижности электронов не наблюдается. Если $\xi \cong u$, то локализации не будет, и мы имеем дело в этом случае с хорошим проводником. Заметим, что переход из нелокализованного состояния в локальное может, однако, происходить все же так, как предполагает Я. Френкель, без преодоления потенциального барьера, даже если он есть. Действительно, при локализации электрона лишь одна группа атомов меняет свои координаты, в то время как при перемещении электрона из одного места локализации в другое меняются координаты двух групп атомов. Поэтому вероятность локализации пропорциональна не $\exp(-\gamma\xi^2/u^2)$, а $\exp(-\gamma\xi'^2/2u^2)$, где ξ' есть величина смещения, необходимого для преодоления потенциального барьера. Так как $\xi' < \xi$, то $\exp(-\gamma\xi'^2/2u^2) \gg \exp(-\gamma\xi^2/u^2)$.

затрате некоторой энергии A (по порядку величины равной $V(q_m^0) - V(q_m')$) на уничтожение деформации, удерживающей электрон в m -м узле. Деформации выравниваются и возникают вновь в течение времени, по порядку величины равного $1/\nu$, где ν — частота молекулярных колебаний решетки. Поэтому $1/\nu$ по порядку величины равно времени свободного пробега электрона до новой локализации. Если наложено электрическое поле $\mathcal{E}$, то электроны будут перемещаться в направлении поля со средней скоростью

$$v = \frac{e\mathcal{E}}{2m^*\nu},$$

где e — заряд электрона, а m^* — его эффективная масса (по порядку величины, вообще говоря, равна массе электрона).

Чтобы вычислить возникающий ток, нужно умножить v на e и на число F -центров, в которых уничтожена деформация. Если число F -центров в 1 см^3 есть N , то плотность тока будет, следовательно, равна

$$J = \frac{e^2 \mathcal{E}}{2m^*\nu} N e^{-A/kT}.$$

Отсюда получаем максимальную подвижность

$$u_0 = \frac{e}{2m^*\nu} \cdot \frac{1}{300} \frac{\text{см}}{\text{с}} / \frac{\text{В}}{\text{см}}.$$

Характеристическая температура щелочно-галогидных кристаллов лежит вблизи 200 К , $\nu \cong 5 \cdot 10^{12}$, следовательно, $u_0 \cong 10^2$, что согласуется с наблюдениями Смакула [5] над подвижностью F -центров (если считать $m^* \cong 10^{-27} \text{ г}$).

Движение электронов, закрепленных в F -центрах, может быть вызвано не только нагреванием, но и освещением. При этом оказывается, что величина кванта света, необходимого для этой цели, в 2,5–3 раза превосходит тепловую работу отрыва электрона [5].

Это противоречие вполне объясняется изложенной теорией. Освобождение электрона, происходящее при уничтожении деформации тепловым движением, есть адиабатический процесс, не сопровождающийся квантовым скачком электрона, — поэтому не может быть поглощения кванта света, энергия которого равна A . Освобождение электрона светом происходит квантовым скачком, вероятнее всего в зону проводимости [6]. Движение же электронов при нагревании происходит без перехода в эту зону.

Список литературы

1. Блохинцев Д. И. // ДАН СССР. 1934. Т. 2. С. 76. — Статья 7 в настоящем издании. — Прим. ред.
2. Tamm I. // Sow. Phys. 1932. V. 1. P. 733.
3. Landau L. // Sow. Phys. 1933. V. 3. P. 664.
4. Frenkel J. // Sow. Phys. 1936. V. 9. P. 158.

5. *Smacula A.* // Gött. Nachr. 1934. Bd. 1. S. 55;
Stasiw O. // Ibid. 1935. Bd. 1. S. 147.
6. *Kudrjawzewa W.* // Z. Phys. 1934. Bd. 90. S. 489.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
1 июня 1936 г.

Комментарий. Известно, что все изоляторы и полупроводники фоточувствительны в том смысле, что их проводимость увеличивается при действии соответствующего излучения. Однако число веществ, проводимость которых увеличивается настолько, чтобы этот эффект можно было использовать, довольно ограничено. Причина этого состоит в том, что многие свойства вещества, от которых зависит его чувствительность к излучению, связаны с несовершенствами кристаллической структуры. Только в определенных веществах природа этих несовершенств такова, что время жизни возбужденных носителей тока оказывается достаточно большим. Последнее необходимо для обеспечения заметного увеличения проводимости. Поэтому исследования явления фотопроводимости в полупроводниках так же, как и исследования люминесценции, тесно связаны с изучением свойств и числа дефектов кристаллической структуры (см. *Бьюб Р.* Фотопроводимость твердых тел. М.: ИЛ, 1962).

В работе «К теории окрашенных кристаллов» Блохинцев обращается как раз к тому «...обширному комплексу явлений, которые связаны с существованием в реальном кристалле локальных электронных состояний, в которых движение электрона ограничивается около какого-нибудь узла решетки...»

Вот что пишет в своей монографии С. И. Пекар (1917–1985): «...в 1933 г. Л. Д. Ландау высказал важную идею об автолокализации электрона в идеальном кристалле в результате деформации решетки полем самого электрона. Эти локальные состояния предполагались неподвижными, и Л. Д. Ландау пытался их отождествить с *F*-центрами в окрашенных щелочно-галогидных кристаллах. В 1936 г. Я. И. Френкель заметил, что электрон проводимости должен деформировать ближайшие к нему атомы кристалла и что эта локальная деформация должна перемещаться по кристаллу вслед за электроном. В 1936 г. Д. И. Блохинцев сделал попытку на основе приближения сильно связанных электронов выяснить, в каких кристаллах следует ожидать осуществление автолокализации электронов, указанной ранее Ландау. В то время не был найден правильный путь для рассмотрения автолокальных состояний, и поэтому не удалось доказать их существование и исследовать их свойства. Однако указанные статьи оказали определенное влияние на работы автора в этой области» (см. *Пекар С. И.* Исследования по электронной теории кристаллов. М.–Л.: ГТТИ, 1951).

Пекаром была построена теория, описывающая поведение «лишнего» электрона в ионных кристаллах. Уже ранее было выяснено, что в ионных кристаллах существенную роль играет взаимодействие добавочного электрона

с колебаниями решетки; при этом взаимодействие обусловлено поляризацией решетки полем самого электрона. Заслуга С. И. Пекара состояла в правильном выборе типа взаимодействия (в отличие от стандартной зонной модели, где обычно взаимодействие электрона с колебаниями решетки рассматривается как слабое) и ясное обоснование существования автолокальных состояний электрона. Основная идея состояла в том, что электрон поляризует окружающую его кристаллическую решетку; эта поляризация в свою очередь оказывает на него обратное воздействие, эквивалентное действию некоторой эффективной потенциальной ямы. Глубина этой ямы в ряде кристаллов может оказаться достаточно большой для того чтобы в ней могли существовать дискретные энергетические уровни. Локальная поляризация, вызванная электроном, связана со смещением ионов из их средних положений равновесия. Так как смещения ионов отстают от мгновенных состояний электрона, то отстает, следовательно, поляризация и образует для него потенциальную яму. Вследствие инерционности ионов на них действует среднее поле электрона, которое можно рассчитывать как статическое поле заряда, распределенного с плотностью $e|\psi|^2$, где ψ — волновая функция электрона в поляризационной яме. Состояния кристалла с поляризационной ямой, в которой локализован электрон, были названы С. И. Пекаром поляронами. О вкладе Д. И. Блохинцева в это направление упомянуто также в работе: *Коновалов В. М., Дубчак В. А. Очерки по истории физики полупроводников. История физико-математических наук. М.: Наука, 1960. Т. 34. С. 73.*

В 1950 г. Фрелих с сотрудниками применил к описанию полярона простую модель взаимодействия частицы с квантованным полем. Это было одно из первых применений методов квантовой теории поля к задачам физики конденсированных сред. Данное направление получило развитие в работах Н. Н. Боголюбова (см. *Боголюбов Н. Н., Боголюбов Н. Н. (мл.) Аспекты теории полярона. М.: Физматлит, 2004*), С. В. Тябликова и др.

Новаторский подход в работе Д. И. Блохинцева «К теории окрашенных кристаллов» состоял в попытке описать проблему автолокальных состояний электрона на основе приближения сильно связанных электронов. Это приближение было сформулировано Ф. Блохом и в дальнейшем, в усовершенствованном виде, получило широкое распространение в физике конденсированных сред, особенно для описания локализованных состояний различной природы и неупорядоченных систем (см. *Каллуэй Дж. Теория энергетической зонной структуры. М.: Мир, 1969; Goringe C. M., Bowler D. R., Hernandez E. // Rep. Prog. Phys. 1997. V. 60. P. 1447*). Метод сильной связи является одним из наиболее известных и часто используемых полуколичественных методов расчета волновых функций и энергий. Он известен также под другим, более точным названием, как метод линейной комбинации атомных орбиталей (ЛКАО).

Метод сильной связи исходит из того факта, что функции типа блоховских можно построить в виде линейной комбинации атомных волновых функций. Как пишет Д. И. Блохинцев: «...в этой работе за исходный пункт берется гейзенберговское приближение, в котором, как известно, состояние кристалла выводится из состояний изолированных атомов».

Целью работы является исследование локализации электрона в кристалле в том случае, когда «...положение равновесия возбужденного кристалла может соответствовать деформированному кристаллу с локализованным электроном...» и подвижности локализованных электронов. Исследовано условие образования локальных состояний (см. уравнения (3)–(7)).

Как уже отмечалось, щелочно-галогидные соединения явились одними из первых веществ, кристаллы которых отвечали требованию монокристалличности. Изучение именно этих кристаллов позволило выявить свойства и природу кристаллических дефектов в твердых телах (см. *Зейтц Ф.* Современная теория твердого тела. М.–Л.: ГТТИ, 1949. С. 486).

Д. И. Блохинцев подчеркивает, что «...локализации электронов следует ожидать в кристаллах, в которых одинаковые атомы удалены на значительные расстояния... и в которых велико различие между объемом катиона и соответствующего атома... этому второму требованию удовлетворяют наилучшим образом щелочно-галогидные кристаллы». Далее изучался вопрос о переходе от нелокализованного состояния к локальному. В зоне проводимости электрон делокализован, и поэтому решетка недеформирована. Оценка энергии решетки при малых смещениях атомов из положений равновесия (см. уравнения (8)–(9)) позволяет заключить, что переход от недеформированной решетки к деформированной с образованием F -центра будет сопровождаться преодолением потенциального барьера. Далее дана оценка подвижности электронов, локализованных в форме F -центров, которая сравнивается с имевшимися на то время экспериментальными данными.

Исследование локализованных состояний в рамках метода сильной связи в данной работе подводило Д. И. Блохинцева к необходимости описания взаимодействия электрона с колебаниями решетки, соответствующему духу этого метода. Он пишет: «Локализация электрона... в каком-нибудь m -м узле решетки может иметь место лишь в деформированном кристалле... переход электрона из одного узла в другой... будет происходить лишь при затрате некоторой энергии... на уничтожение деформации, удерживающей электрон в m -м узле». Однако описание электрон-фононного взаимодействия в приближении сильно связанных электронов началось гораздо позднее. Построение теории электрон-фононного взаимодействия в приближении сильно связанных электронов было инициировано Фрелихом в 1966 г. и затем продолжено в ряде работ (см. *Kuzemsky A. L., Holas A., Plakida N. M.* // *Physica B.* 1983. V. 122. P. 168–182; *Kuzemsky A. L., Zhernov A. P.* // *Intern. J. Mod. Phys. B.* 1990. V. 4. P. 1395–1407). Фрелих предложил описывать взаимодействие сильно связанных электронов с колебаниями решетки в духе приближения «жестких ионов», когда волновые функции электронов «жестко» следуют за движущимися ионами. Такое приближение получило название модифицированного приближения сильной связи (МТВА) (см. подробное обсуждение этого вопроса и дополнительные ссылки в работе: *Куземский А. Л.* // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* 2008. Т. 39, вып. 1. С. 5–81).

А. Л. Куземский

КИНЕТИКА ФОСФОРЕСЦЕНЦИИ*

Экспериментальные исследования ланардовских фосфоров свидетельствуют о том, что высвечивание фосфора имеет характер бимолекулярной реакции (рекомбинация электронов и ионов). В данной работе показано: 1) что эта реакция не может нарушать теплового равновесия оторванных при возбуждении электронов и 2) что для объяснения наблюдаемого закона высвечивания следует учитывать ряд бимолекулярных реакций, протекающих с разными скоростями. Далее дана оценка времени рекомбинации электрона и иона, в связи с чем указаны причины, обуславливающие существование ряда бимолекулярных реакций.

Введение

В настоящей работе рассматривается кинетика фосфоресценции твердых, активированных примесями фосфоров (ланардовские фосфоры). Особенно-стью этих фосфоров является своеобразный закон затухания, радикально отличающийся от экспоненциального затухания. Оказывается [1], что значительная часть накоплений в фосфоре световой энергии («световая сумма») излучается согласно уравнению:

$$\ln I = C - m \ln t, \quad (1)$$

где I — интенсивность, t — время, C — некоторая постоянная и m — показатель. Опыт показывает, что $m < 2$ (обычно m меняется от 0,8 до 1,5).

Этот закон указывает на бимолекулярный характер реакции (для бимолекулярной реакции при $t \rightarrow \infty$, $I \cong 1/t^2$), однако имеются и прямые доказательства. Антоновым-Романовским было обнаружено [2], что интенсивность свечения в начале процесса затухания пропорциональна квадрату интенсивности возбуждающего света, иными словами, пропорциональна квадрату числа возбужденных центров. Далее максимумы фотоэффекта совпадают с максимумами возбуждения фосфора (d -полосы). Эти наблюдения приводят к выводу, что при возбуждении такого рода фосфоров происходит отщепление электронов от центров фосфоресценции (или из областей около этих центров).

Высвечивание будет тогда происходить при рекомбинации электронов и ионов.

Резкая температурная зависимость времени высвечивания фосфора и значительная величина этого времени указывают на то, что отщепленные

* ЖЭТФ. 1937. Т. 7. С. 1242–1251.

электроны не остаются в кристалле в виде свободных электронов, а в значительном числе «прилипают» в локальных состояниях к кристаллу. Такие локальные состояния могут образовываться за счет всякого рода отступлений от структуры идеального кристалла; при определенных условиях они могут образовываться и в идеальном кристалле [3].

Вероятность рекомбинации электронов, находящихся в локальных состояниях, с ионами исчезающе мала¹. Для рекомбинации таких электронов необходима затрата некоторой энергии активации A . Активированные электроны, способные к рекомбинации, мы будем в дальнейшем называть «свободными». Если обозначить через α вероятность активации (за 1 с) электрона, находящегося в локальном состоянии, а через β — вероятность локализации свободного электрона, то при тепловом равновесии должно иметь место соотношение $\alpha/\beta = e^{-A/kT}$. Обозначим далее полное число возбужденных центров (число ионов) в 1 см³ через N , а через n — число свободных электронов в 1 см³ ($N - n$ будет тогда равно числу электронов в локальных состояниях), и, наконец, через γ — вероятность рекомбинации свободного электрона с ионом. Тогда происходящие при высвечивании фосфора процессы могут быть описаны следующими уравнениями:

$$\begin{aligned}\dot{N} &= -\gamma N n, \\ \dot{n} &= -\gamma N n + \alpha(N - n) - \beta n.\end{aligned}\quad (2)$$

Первое уравнение дает, очевидно, изменение числа возбужденных центров благодаря рекомбинации ($\dot{N}$ пропорционально интенсивности высвечивания), а второе — изменение числа свободных электронов благодаря рекомбинации и переходам из локального состояния в свободное и обратно.

В §2 показано, что происходящая в фосфорах реакция не нарушает теплового равновесия между свободными и локализованными электронами, так что вместо (2) можно приближенно написать

$$\dot{N} = -\frac{\alpha}{\alpha + \beta} \gamma N^2. \quad (2')$$

Здесь γ — произведение эффективного сечения σ_R рекомбинации на скорость электронов v ($\gamma = \sigma_R v$). Эта величина равна (см. §4) d^3/τ , где d — наименьшее расстояние между одинаковыми ионами кристалла, а τ — некоторое время. Это время равно приблизительно времени жизни изолированного возбужденного активного атома $\tau_{0\eta}$, если свободные электроны при своем движении не претерпевают значительного отражения от области, в которой расположен активный ион. Если же такое отражение имеет место, то $\tau < \tau_{0\eta}$. Скорость реакции (2) зависит от начальной концентрации N_0 . Если ввести вместо N и n их отношения к начальной концентрации N_0

$$x = \frac{N}{N_0}, \quad y = \frac{n}{N_0} \quad \text{и} \quad K = \gamma N_0, \quad a = \frac{\alpha}{K}, \quad b = \frac{\alpha + \beta}{K}, \quad (3)$$

¹ Такая рекомбинация может происходить лишь благодаря туннельному эффекту. При малых концентрациях, какие имеют место на практике, туннельный эффект крайне мал. См. работу [4].

то вместо (2) получим

$$\dot{x} = -Kxy, \quad \dot{y} = -Kxy + Kax - Kby \quad (4)$$

и вместо (2')

$$\dot{x} = -\frac{\alpha}{\alpha + \beta} Kx^2. \quad (2'')$$

В последнем уравнении величина $\alpha K/(\alpha + \beta)$ имеет размерность t^{-1} и определяет скорость реакции. Время Δt , в течение которого концентрация x уменьшается вдвое, будет равно

$$\Delta t = \frac{\alpha + \beta}{\alpha} \frac{1}{K} = \frac{\alpha + \beta}{\alpha} \frac{\tau}{d^3 N_0}. \quad (5)$$

Отсюда мы видим, что значительная длительность высвечивания обуславливается двумя факторами: 1) наличием энергии активации (множитель $(\alpha + \beta)/\alpha$) и 2) малостью отношения концентрации активных ионов N_0 к концентрации атомов в кристалле $1/d^3$. При $d^3 N_0 \cong 10^{-5}-10^{-6}$, $\tau/(d^3 N_0) \cong \cong 10^{-3}-10^{-2}$ с.

Для $\Delta t \sim 10^2$ с получим $(\alpha + \beta)/\alpha \cong 10^5-10^4$. Исходя из этого, легко оценить, энергию активации A , которая должна составлять десятки доли вольта, что весьма правдоподобно.

В действительности ввиду того, что электрон при рекомбинации должен перейти от иона кристалла к активному иону, всегда будет иметь место отражение электронов и тем большее, чем резче отличаются энергетические уровни активного иона от уровней ионов кристалла. (Волновая функция электронов, движущихся в кристалле, в этом случае весьма мала в области активного иона.) Условия рекомбинации поэтому весьма зависят от рода активного иона и от деформации, вызванной им. Эти деформации наверно носят несколько случайный характер, и поэтому время высвечивания будет неодинаково для всех ионов.

Ввиду этого мы будем иметь дело с несколькими бимолекулярными реакциями, протекающими с разными скоростями. Такой набор реакций рассмотрен в § 3. Как там показано, рассмотрение такого рода реакций позволяет согласовать бимолекулярную схему высвечивания с эмпирическим законом (1).

2. Высвечивание фосфора при наличии одной простой бимолекулярной реакции

В случае одной бимолекулярной реакции высвечивание фосфора описывается уравнениями (2) или (4). Разделив второе уравнение в (4) на первое, получим

$$\frac{dy}{dx} = 1 - \frac{a}{y} + \frac{b}{x}. \quad (6)$$

Если из этого уравнения определить y как функцию x , то первое уравнение (4) позволяет определить x и $\dot{x}$ как функции времени. Поэтому исследование

течения реакции сводится к исследованию интегральных кривых уравнений (6). При этом интегральные кривые $y(x)$ дают число свободных электронов как функцию полного числа электронов x .

Для нас достаточно ограничиться исследованием в области $0 < x < 1$, $y \leq x$. Соответственно физическому смыслу $b > a > 0$. Общие методы исследования этих уравнений даны в ряде работ, в частности см. работу Фроммера [5], в которой приведена и литература.

Из параметрической формы (4) уравнения (6) легко доказать, что все интегральные кривые, проходящие в области $y, x > 0$, проходят через начало координат. Оно является особой точкой уравнения (6).

Для исследования поведения около нуля введем новую ортогональную систему координат ξ, η . Выберем ее так, чтобы ось ξ совпала с прямой $y = (a/b)x$. Простые выкладки показывают, что уравнение (4) преобразуется к виду

$$\frac{d\eta}{d\xi} = \frac{P_1(\xi\eta) + \Psi_2(\xi\eta)}{Q_1(\xi\eta) + \Phi_2(\xi\eta)}, \quad (6')$$

где Ψ_2 и Φ_2 — однородные полиномы второй степени, а $P_1 = \eta$ и $Q_1 = (a/b)\eta$.

Согласно общим правилам (см. Фроммер [5]) характеристическое уравнение, определяющее выделенные направления, будет

$$\eta Q_1(\xi\eta) - P_1(\xi\eta) = 0,$$

т. е. $\xi\eta = (a/b)\eta^2$. Отсюда $\eta = 0$, ($y = ax/b$) и $\eta = (b/a)\xi$, ($x = 0$).

Эти выделенные направления являются направлениями, вдоль которых интегральные кривые «втекают» в начало координат.

Первое направление имеет простой физический смысл. Действительно, $y = (a/b)x$ отвечает тепловому равновесию между локализованными и свободными электронами, которое имело бы место, если бы не было рекомбинации. Из параметрической формы (3) видно, что если $y \leq x$, то y не может стать больше x в интервале от x до 0. Следовательно, все решения, имеющие физический смысл, касаются в начале координат первого направления¹ ($y = (a/b)x$).

Изоклины ($y' = p = \text{const}$) описываются уравнением

$$y = \frac{ax}{b + (1 - p)x},$$

которое при $p = 0$ принимает вид

$$y = \frac{ax}{b + x}. \quad (7)$$

Дифференцируя уравнение (4) по x , убеждаемся, что при $y' = 0$ вторая производная $y'' > 0$.

Следовательно, интегральные кривые либо монотонны, либо имеют один максимум. Из (7) следует, что линия максимумов лежит ниже прямой

¹ Это направление является сингулярным, так как $Q_1(\xi; 0) = 0$. Ср. Фроммер [5].

$y = (a/b)x$; стало быть, все интегральные кривые, проходящие через точки $y > (a/b)x$, монотонны (убывают с уменьшением x). Напротив, интегральные кривые, проходящие через точки $y \leq ax/(b+x)$, обязательно имеют максимум.

Из уравнения (6) находим также линии точек перегиба $y'' = 0$:

$$y' = 1 - \frac{a}{y} + \frac{b}{x} = \frac{b}{a} \frac{y^2}{x^2}.$$

Отсюда получаем

$$x = x_1(y) = \frac{by}{2(y-a)} \left[\sqrt{1 + \frac{4y}{ab}(y-a)} - 1 \right], \quad (8)$$

$$x = x_2(y) = \frac{by}{2(a-y)} \left[\sqrt{1 + \frac{4y}{ab}(a-y)} + 1 \right]. \quad (8')$$

Из (8') для $a/b \ll 1$ получаем

$$y = \frac{ax}{b+x} + O\left(\frac{a^2}{b^2}\right), \quad O\left(\frac{a^2}{b^2}\right) > 0. \quad (9)$$

Таким образом, вторая линия точек перегиба проходит ниже линии равновесия $y = (a/b)x$ и выше линии максимумов $y = ax/(b+x)$. Далее, так как линия равновесия входит в число изоклин ($p = 1$), то интегральные кривые, монотонно убывающие и касающиеся прямой $y = (a/b)x$, не могут не пересечь этой линии. При этом $y'' > 0$. Следовательно, они должны пересечь еще и линию $x_2(y)$, так что y'' станет < 0 . Поэтому интересующие нас интегральные кривые $y \leq x$ входят в начало координат так, что располагаются для малых x между второй линией перегибов и линией максимумов. Для малых a/b это означает, что интегральная кривая в этой области с точностью до величин a^2/b^2 совпадает с линией максимумов (5). На рис. 1 изображена интегральная кривая для $a/b = 1/2$. Другие интегральные кривые легко могут быть проведены на основе сказанного выше.

Если мы рассмотрим точку x_1 , где интегральная кривая пересекает прямую $y = (a/b)x_1$, то пересечение интегральной кривой с линией точек перегиба произойдет в области $x_1, x_1 - \Delta$, где Δ будет по порядку величины равно a/b . Следовательно, для малых a/b интегральная кривая почти вертикально падает от точки $y_1 = (a/b)x_1, x_1$ до точки $y_1 = ax_1/(b+x_1), x_1 - a/b$ и дальше изображается уравнением (9).

На основе приведенного анализа интегральных кривых уравнения (6) можно сделать определенные выводы о течении реакции рекомбинации во времени.

Поведение интегральных кривых определяется не только величиной a/b , но и абсолютным значением b . Рассмотрим сперва случай $b \gg 1$. В соответствии с физическим смыслом параметра b (см. (3)) этот случай реализуется тогда, когда скорость локализации (прилипания) свободных электронов β

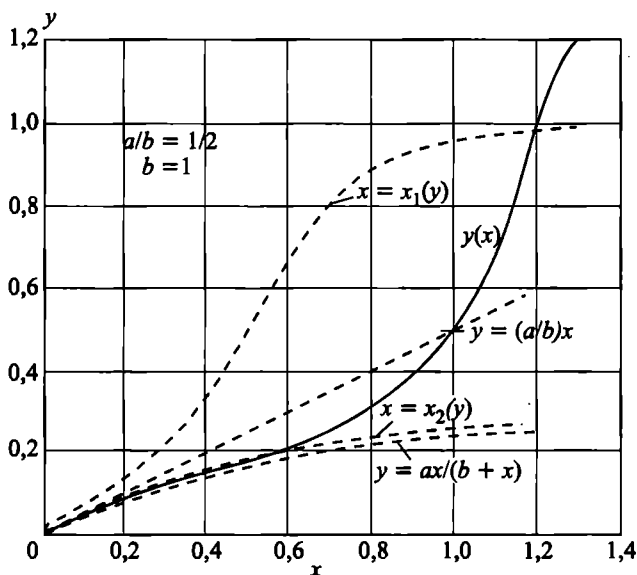


Рис. 1

(точнее $\alpha + \beta$) больше K — скорости рекомбинации этих же электронов. Протекание реакции зависит от начальных данных, т. е. от условий возбуждения. Если $\beta > K$ и время, в течение которого производилось возбуждение, больше $1/\beta$, то по прекращении возбуждения $y \ll x$ ($x = 1$). Если оставить в стороне рассмотрение самой начальной стадии высвечивания, в течение которой прореагирует лишь доля a/b от общего числа электронов, то число свободных электронов выразится формулой (7), и так как по предположению $b \gg 1$, то

$$y = \frac{a}{b}, \quad x = \frac{\alpha}{\alpha + \beta} x \quad (10)$$

и, следовательно, из (4) получим уравнение (2'').

Это означает, что в этом случае реакция не нарушает теплового равновесия между свободными и локализованными электронами.

Так как интенсивность I пропорциональна $\dot{x}$, то, интегрируя (2'') и подставляя вместо x его значение из (3), найдем

$$I \cong \dot{N} = \frac{\frac{a}{b} K N_0}{\left(\frac{a}{b} K t + 1\right)^2}. \quad (11)$$

Эта формула плохо согласуется с эмпирическим законом (1). Для больших t она дает $m = 2$, но при этом остается лишь незначительная часть световой суммы.

Рассмотрим теперь случай, когда $b \ll 1$ ($a/b \ll 1$). После пересечения линии перегиба $x_2(y)$ функция $y(x)$ определяется теперь формулой (7). Следовательно,

$$\dot{x} = -\frac{a}{b} K \frac{x^2}{1 + x/b}. \quad (2''')$$

Отсюда видно, что в этом случае реакция идет еще быстрее (для $x/b \gg 1$ экспоненциальный закон и только для $x/b \ll 1$ опять получаем $1/t^2$). К тому же предположение, что $b \ll 1$, означает, что в начальных стадиях значительная часть световой суммы будет высвечиваться со скоростью, определяемой K , а не $(a/b)K$ (электроны не будут успевать прилипать). Между тем опыт показывает, что при низких температурах после прекращения возбуждения фосфор не светится, т. е. электроны успевают локализоваться; поэтому этот случай не может иметь отношения к действительности. Следует считать, что электроны распределены согласно законам теплового равновесия.

Объяснение противоречия формулы (11) опытными данными нужно искать в другом месте.

3. Совокупность бимолекулярных реакций

Опытный закон (1) может быть объяснен, если допустить, что при свечении происходит несколько бимолекулярных реакций рекомбинации электронов с ионами¹.

Если свободные электроны, как это, вероятно, происходит в действительности, находятся в различных состояниях, то несомненно, что мы будем иметь дело с рядом реакций. Но так как имеет место тепловое равновесие, то все эти реакции, как легко убедиться, приведут к одной бимолекулярной реакции типа (8) с той разницей, что вместо $(a/b)K$ будет стоять сумма соответствующих величин.

Поэтому объяснение отклонений от простого бимолекулярного закона нужно искать не в различии состояний электронов, а в различных состояниях ионов. Мы действительно придем к совокупности бимолекулярных реакций, если представим себе, что все ионы N могут быть разбиты на группы $N(\gamma)$, отличающиеся друг от друга различными коэффициентами рекомбинации (при этом $\int N(\gamma) d\gamma = N$).

Такое допущение представляется весьма естественным, если иметь в виду, что для того, чтобы рекомбинировать с ионом (центром), электрон должен перейти от атомов основного материала фосфора (передвижение «свободного» электрона происходит вероятно путем перехода от одного катиона к другому) к постороннему включению, каким является активный металл. Условия этого перехода зависят от характера упаковки этого центра и наверно различны для различных центров.

Течение реакции рекомбинации в этом случае (считая, что электроны находятся в тепловом равновесии) описывается следующей системой интегрированных дифференциальных уравнений:

$$\dot{N}(\gamma t) = -\frac{\alpha}{\beta} \gamma N(\gamma t) N(t), \quad \dot{N}(t) = -N(t) \int \frac{\alpha}{\beta} \gamma N(\gamma t) d\gamma, \quad (12)$$

¹ Конечно, можно представить закон затухания (1) как результат совокупности реакций, протекающих по экспоненциальному закону (см. *Lenard P., Schmidt F. und Tomaschek R. Phosphoreszenz und Fluoreszenz // Handbuch der Experimental Physik. Bd. XXIII / Herausgegeben von W. Wien, F. Harms und H. Lenz. Akad. Verlag., Leipzig, 1928*). Однако допущение таких мономолекулярных реакций противоречит тому факту, что $I_0 \cong N_0^2$.

где $N(t)$ — полное число электронов, а $(\alpha/\beta)N$ — число свободных электронов. Эту систему уравнений можно привести к квадратуре. Для этого введем вместо γ величину q :

$$q = \frac{\alpha}{\beta}\gamma, \quad Q = \int_0^t N dt. \quad (13)$$

Полагая $N(\gamma) d\gamma = N(q) dq$, мы можем вместо (12) написать

$$\dot{N}(q, t) = -q N(q, t) N(t), \quad \dot{N}(t) = -N(t) \int q N(q, t) dq. \quad (12')$$

Деля первое уравнение на $N(q, t)$ и интегрируя, получаем

$$N(q, t) = N(q, 0) e^{-qQ}.$$

Подставляя это во второе уравнение (12), находим

$$\dot{Q} = -N \int q e^{-qQ} N(q, 0) dq, \quad (14)$$

и так как $\ddot{Q} = N d\dot{Q}/dQ$, то из последнего уравнения следует

$$\dot{Q} = \int N(q, 0) e^{-qQ} dq. \quad (15)$$

В этой окончательной форме и записывается уравнение для совокупности бимолекулярных реакций.

Полное число возбужденных центров N (величина, пропорциональная световой сумме) будет согласно (13) равна $\dot{Q}$, а $\dot{N}$ — величина, пропорциональная интенсивности, равна $\ddot{Q}$ (14). Для вычисления $Q(t)$ служит уравнение (15), причем необходимо знать распределение ионов $N(q, 0)$. При заданном $N(q, 0)$ из (15) получаем

$$t = \int_0^Q \frac{dQ}{\int N(q, 0) e^{-qQ} dq}. \quad (15')$$

Если $N(q', 0) = N_0 \delta(q' - q)$ (здесь $\delta(x)$ — известная дираковская функция), то мы имеем дело с одной бимолекулярной реакцией. Интегрирование в этом случае выполняется без труда, и из (15) и (14) легко получить формулу (11). На рис. 2 изображена для этого случая кривая $\ln |\dot{N}|/qN_0^2$ в функции $\ln(qN_0t)$ (кривая 1). Числа на кривой показывают долю первоначальной световой суммы N/N_0 . Эта кривая значительно отличается от прямой (кроме последних участков).

Если происходит несколько бимолекулярных реакций, то приведенная кривая будет спрямляться. Действительно, сначала будут протекать наиболее

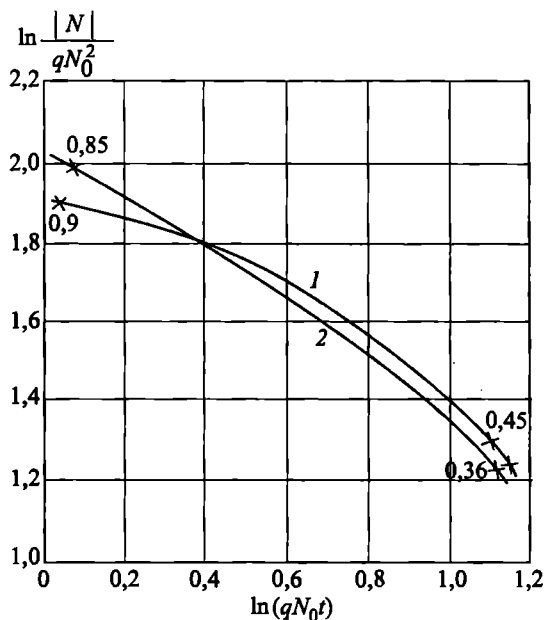


Рис. 2

быстрые реакции (большие q), благодаря этому кривая будет в начале спадать быстрее, чем 1 , напротив, в конце будут происходить более медленные реакции и кривая будет спадать медленнее 1 . (Разумеется, для достаточно больших t спадаания будут всегда происходить с показателем $m = 2$.) Сказанное иллюстрируется кривой 2, которая изображает $\ln |\dot{N}|/qN_0^2$ в функции $\ln(qN_0t)$ для реакции, являющейся совокупностью двух реакций $q' = q$ и $q' = 11q$, причем число центров последнего рода составляет 10% от общего числа. Для получения кривой (1) следует подставить в (15)

$$N(q', 0) = N_0[0,9\delta(q' - q) + 0,1\delta(q' - 11q)]. \quad (15'')$$

Вычисление интеграла (15) сделано численно.

Более детальное обсуждение (15) затруднено отсутствием сведений о распределении $N(q, 0)$. Но несомненно, что скорость реакции возрастает с увеличением концентрации возбужденных центров. Это следует непосредственно из (12). Равным образом она возрастает с температурой, так как величина q пропорциональна отношению числа свободных электронов к полному.

4. Оценка времени рекомбинации

Для оценки времени рекомбинации мы будем исходить из рассмотрения рекомбинации ионов и электронов, считая электроны совершенно свободными (электронный газ). Величина γ имеет тогда смысл произведения эффективного поперечного сечения σ_R на скорость электронов v . Следуя Пайерлсу и Бете [6], рассмотревшим такую же задачу для рекомбинации протона и нейтрона (образование дейтона с излучением γ -кванта), мы исходим из

известного эффективного сечения σ_F для обратного процесса — фотоэффекта. Тогда

$$\sigma_R = \frac{g_F}{g_e} \frac{c}{v} \sigma_F, \quad \sigma_F = \frac{8\pi^3 \nu}{3c} |P_{0E}|^2, \quad (16)$$

где $g_F = 2(h\nu)^2/c^3$ — статистический вес состояния для световых квантов, а $g_e = p^2(dp/dE) = (h/2\pi)^2 k^2(dk/dE)$ — статистический вес состояния для электронов, c — скорость света, h — постоянная Планка, ν — частота излучаемого света, $k = 2\pi p/h$ — волновое число электрона. $|P_{0E}|^2$ — квадрат матричного элемента электрического момента электрона относительно иона, нормированный к интервалу энергии dE . Переходя к нормировке на интервал dk , получим

$$\gamma = \sigma_R v = \frac{8\pi^3 \nu}{3c} 2 \left(\frac{h\nu}{c} \right)^2 \frac{(2\pi)^3}{h^3 k^2 \frac{dk}{dE}} \int k^2 \frac{dk}{dE} |P_{0k}|^2 d\Omega,$$

где $d\Omega$ — элемент телесного угла. Отсюда находим

$$\gamma = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3hc} |P_{0k}|^2 (2\pi)^3. \quad (17)$$

В случае связанных электронов расчет будет протекать таким же образом, но при выполнении интеграции по углам Ω нельзя воспользоваться шаровой симметрией (в кристалле dk/dE зависит от направления k). Тем не менее приведенная формула для γ и в этом случае будет давать правильный порядок величины. Чтобы оценить $|P_{0k}|^2$, заметим, что речь идет о переходе из полосы дозволённых энергий в кристалле в локальное состояние — уровень иона активного металла. Волновую функцию этого последнего состояния обозначим через Ψ_0 .

Благодаря воздействию соседних атомов она несколько отличается от волновой функции изолированного иона. Что же касается исходного состояния в непрерывной полосе, характеризуемого волновым числом k , то оно может быть приближенно представлено в виде суперпозиции волновых функций φ_n тех атомов решетки, по которым происходит движение электрона (движение электрона в кристалле можно рассматривать как переход электрона от одного атома к соседнему). Такая суперпозиция представима в виде

$$\Phi_\xi(x) = \sum_n e^{i\xi n} \varphi_n(\xi), \quad (18)$$

где $\xi = kd$, причем d — это наименьшее расстояние между одинаковыми атомами, а n — вектор, определяющий номер атома. Однако такой вид волновая функция электрона будет иметь лишь вдали от центра флуоресценции (асимптотический вид). Но именно эта далекая область определяет нормировку волновой функции. Волновая функция (18) нормирована на $\delta(\xi - \xi')(2\pi)^3$.

Нормировка же в (11) сделана по волновым числам k , именно на $\delta(k - k')$. Переходя в (17) от k к ξ , получим

$$\gamma = \frac{64\pi^4\nu^3}{3hc} |P_{0\xi}|^2 d^3. \quad (17')$$

Для окончательного вычисления матричного элемента нужно знать поведение волновой функции Φ_ξ около центра флуоресценции. Следует различать два крайних случая. Если деформация, вызванная посторонним атомом, незначительна, и верхний его уровень (например следующий после Ψ_0) попадает в область дозволенных энергий кристалла, то Φ_ξ будет около центра флуоресценции приблизительно совпадать с волновой функцией возбужденного изолированного атома Ψ_n . В противоположном случае волновая функция около рассматриваемого атома будет мала и переход электрона будет совершаться, в сущности, от одного из атомов основного вещества через потенциальный барьер на уровень иона.

В первом случае $|P_{0\xi}|^2 \cong |P_{0n}|^2$ и так как $64\pi^4\nu^3/(3hc)|P_{0n}|^2$ есть обратное время жизни τ_{0n} изолированного атома в возбужденном состоянии Ψ_n , то

$$\gamma = \frac{d^3}{\tau_{0n}}. \quad (19)$$

Спектр излучения в этом случае будет близок к спектру активирующего металла.

Во втором случае, ввиду необходимости преодоления потенциального барьера, $|P_{0\xi}|^2$ будет меньше, но по порядку величины не будет сильно отличаться от $|P_{0n}|^2$ (так как потенциальный барьер имеет все же атомарные размеры).

Таким образом, формула (19) дает для γ лишь порядок величины. Величина K (см. (3)), определяющая скорость реакции согласно (3) и (19), будет равна

$$K = \frac{1}{\tau_{0n}} d^3 N_0, \quad (19')$$

т.е. равна обратному времени жизни атома в возбужденном состоянии, умноженному на отношение концентрации активных атомов к концентрации атомов основного материала (атомов, по которым происходит движение электронов). Отсюда, полагая $\tau_{0n} \cong 10^{-8}$ с, $d^3 N_0 \cong 10^{-6}$, получим

$$1/K \cong 0,01 \text{ с.}$$

Зависимость величины γ от упаковки ионов будет иметь место в обоих случаях, рассмотренных выше. Однако во втором случае, когда вызванные активным металлом деформации велики и его энергетические уровни не попадают в полосы дозволенной энергии в кристалле, эта зависимость будет особенно резкой. Последний случай представляется в то же время наиболее вероятным, так как активный металл всегда значительно отличается по своим свойствам от металла основного вещества флуорофа.

Список литературы

1. Левшин В. Л. Светящиеся составы. М.: Изд-во АН СССР, 1936.
2. Antonow-Romanowsky W. W. // Sow. Phys. 1935. Bd. 7. S. 366.
3. Landau L. // Sow. Rhys. 1933. Bd. 3. S. 664.
4. Блохинцев Д. И. // ДАН СССР. 1934. Т. 2. С. 76 (статья 9 в настоящем издании).
5. Frommer M. // Math. Ann. 1928. Bd. 99. S. 222.
6. Bethe H. A., Peierls R. E. // Proc. Roy. Soc. A. 1935. V. 148. P. 146; V. 149. P. 176.
7. Bloch F. // Z. Rhys. 1928. Bd. 52. S. 555.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
25 июня 1937 г.

Комментарий. В этой работе Д. И. Блохинцев продолжил свои исследования, относящиеся к «...многообразным явлениям фосфоресценции» в лантардовских фосфорах. При этом он исходит из экспериментальных данных, из которых следует, что высвечивание фосфора имеет характер бимолекулярной реакции (рекомбинация электронов и ионов). Данная проблема относится к кинетике фосфоресценции лантардовских фосфоров (см. Антонов-Романовский В. В. Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров. М.: Наука, 1966).

Эта работа Д. И. Блохинцева была для своего времени пионерской. Она ярко демонстрирует его научный стиль: выделять главные черты проблемы, а затем использовать упрощающие предположения, опираясь на *физический смысл*. У Блохинцева это дополнялось свободным владением многообразным математическим аппаратом, который, однако, никогда не становился самоцелью. Умение представить расчеты в наглядной (графической) форме и довести итоговые формулы до конкретных численных оценок продемонстрированы в этой работе с блеском.

Чтобы вывести закон высвечивания, происходящий при рекомбинации электронов и ионов, автор обращает внимание на тот факт, что «...резкая температурная зависимость времени высвечивания фосфора и значительная величина этого времени указывают на то, что отщепленные электроны не остаются в кристалле в виде свободных электронов, а в значительном числе прилипают в локальных состояниях к кристаллу». Происходящие при высвечивании фосфора процессы описываются уравнениями (2). Поскольку происходящая в фосфорах реакция не нарушает теплового равновесия между свободными и локализованными электронами, автор использует дополнительное приближение (2'). Из уравнения (5) следует, что значительная длительность высвечивания обуславливается двумя факторами: малостью энергии активации и малостью отношения концентрации активных ионов к концентрации атомов в кристалле. Далее подробно разобран случай высвечивания фосфора при наличии одной простой бимолекулярной реакции (раздел 2). Однако, для

согласования теории с опытными данными требуется учитывать совокупность бимолекулярных реакций, протекающих с разными скоростями (раздел 3). В разделе 4 приводится оценка времени рекомбинации в предположении, что электроны можно приближенно рассматривать как свободный электронный газ (см. уравнения (17)–(19)). Проанализированы также причины, обуславливающие существование ряда бимолекулярных реакций.

Дальнейшее обсуждение вопроса дано Д. И. Блохинцевым в итоговой работе: Современное состояние теории фосфоресценции // Известия АН СССР. Сер. физ. 1945. Т. 9. С. 391–402.

Обсуждение различных аспектов кинетики фосфоресценции можно найти в книгах: *Ландсберг Г. С.* Оптика. 5-е изд. М.: Наука, 1976; *Левшин В. Л.* Фотолюминесценция жидких и твердых веществ. М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит-ры, 1951; *Принсгейм П.* Флуоресценция и фосфоресценция. М.: ИЛ, 1951; *Адирович Э. И.* Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов. М.; Л.: Гостехиздат, 1956; *Кюри Д.* Люминесценция кристаллов. М.: ИЛ, 1961; *Левшин В. Л., Левшин Л. В.* Люминесценция и ее применения. М.: Наука, 1972.

А. Л. Куземский

К ТЕОРИИ ТВЕРДЫХ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ*

Совместно с Б. И. Давыдовым

Как было отмечено одним из нас [1], при прохождении электрического тока через границу между двумя электронными полупроводниками разного типа (свободные электроны и положительные «дырки») возле границы появляются изменения концентрации свободных зарядов, приводящие к выпрямлению тока. Сейчас мы покажем, что подобные же изменения концентраций создаются и при прохождении тока через границу между двумя полупроводниками одного типа, но с различными удельными сопротивлениями.

Пусть, например, оба полупроводника обладают нормальной электронной проводимостью. Удельные сопротивления их обозначим ρ' и ρ'' , пусть $\rho' \gg \rho''$. При прохождении постоянного тока вдали от контакта (плоскость $x = 0$) в каждом из полупроводников должны существовать соответственно поля

$$E'_0 = i\rho' \quad \text{и} \quad E''_0 = i\rho''$$

(значок ' всюду относится к первому полупроводнику, '' — ко второму). Возле контакта поле должно изменяться от E'_0 до E''_0 . Обычно предполагается, что заряды, создающие это изменение поля, лежат на самой границе между полупроводниками, так что их можно рассматривать как поверхностную плотность электричества. Однако в действительности это все же объемные заряды и ниже будет показано, что толщина слоя, в котором они расположены, может быть значительной.

Эти объемные заряды создаются отчасти за счет свободных зарядов, т. е. в нашем случае за счет свободных электронов. Знак их зависит от направления тока. Следовательно, в зависимости от этого возле контакта создается либо повышенная, либо пониженная плотность свободных зарядов. Это приводит к выпрямлению. При заданной полной разности потенциалов сила тока будет больше, когда свободные заряды идут от меньшего сопротивления к большему [2].

При $i = \text{const}$ имеем в каждом из полупроводников¹

$$u \left(eEn + kT \frac{dn}{dx} \right) = i. \quad (1)$$

* ДАН СССР. 1938. Т. 21. С. 22–25.

¹ Параметр u — это подвижность электронов в поле E

Кроме того, имеем уравнение Пуассона

$$\epsilon \frac{dE}{dx} = 4\pi e(N_u - N). \quad (2)$$

Здесь n означает концентрацию свободных электронов, N — концентрацию «возбужденных» электронов, т. е. электронов как связанных, так и свободных, сидящих на уровнях энергии, расположенных выше уровня химического потенциала (фермиевская граница); аналогично N_u означает концентрацию незаполненных уровней, лежащих ниже химического потенциала («неподвижные положительные дырки»). Для простоты мы считаем, что число «свободных дырок» невелико, так что ими можно пренебречь.

Пусть при отсутствии тока

$$n = n_0; \quad N = N_u = \gamma n_0, \quad \gamma \geq 1. \quad (3)$$

При наличии тока в каждой точке должно все же исчезать столько же свободных электронов, сколько их там вновь создается тепловым движением (т. к. $di/dx = 0$). Следовательно, в каждой точке по-прежнему должно иметь место фермиевское распределение, но, возможно, с измененным химическим потенциалом. Обозначим это изменение химического потенциала буквой δ . Тогда

$$n = n_0 e^{\delta/kT}, \quad N = \gamma n, \quad N_u = \gamma n_0 e^{-\delta/kT}. \quad (4)$$

Подставляя это в (2), имеем окончательно

$$\epsilon \frac{dE}{dx} = 4\pi e\gamma \frac{n_0^2 - n^2}{n}. \quad (2a)$$

(1) и (2a) дают нам два уравнения для двух неизвестных функций n и E .

Запишем граничные условия при $x = 0$

$$\epsilon' E'(0) = \epsilon'' E''(0), \quad (5)$$

$$\frac{n'(0)}{n'_0} = \frac{n''(0)}{n''_0}. \quad (6)$$

Условие (6) получается из требования, чтобы число свободных электронов, падающих на границу справа и слева, было одним и тем же. В действительности эти величины должны отличаться на i/v , где v означает среднюю нормальную составляющую тепловой скорости. Однако этим различием при не слишком большом i можно пренебречь. Никаких скачков поля или потенциала мы вводить не должны, так как считаем, что имеются только объемные заряды.

Уравнения (1) и (2a) нелинейны, и точные их решения отыскать трудно. Мы укажем приближенные решения для малой силы тока, раскладывая все величины по степеням i . Первое приближение дает, конечно, закон Ома, и для того, чтобы оценить выпрямление, необходимо найти второе приближение.

Положим

$$n = n_0 + n_1 + n_2 + \dots; \quad E = E_1 + E_2 + \dots \quad (7)$$

Здесь индексы 1, 2, ... относятся к членам, пропорциональным $i, i^2, \dots$. В первом приближении, учитывая только члены, пропорциональные первой степени, имеем

$$u \left(eE_1 n_0 + kT \frac{dn_1}{dx} \right) = i, \quad (1')$$

$$\varepsilon \frac{dE_1}{dx} = -8\pi e \gamma n_1. \quad (2')$$

Отсюда находим

$$E_1 = E_0 + a e^{\kappa x}, \quad \kappa = \pm \sqrt{\frac{8\pi \gamma n_0 e^2}{\varepsilon kT}}. \quad (8)$$

Здесь

$$E_0 = i\rho = \frac{i}{eun_0}. \quad (9)$$

Если толщина каждого из полупроводников значительно больше, чем $1/\kappa$, то для первого полупроводника мы должны взять $\kappa' > 0$, для второго $\kappa'' < 0$; $1/\kappa$ есть дебаевская длина. Граничные условия (5) и (6) вместе с (2') приводят к уравнениям

$$\frac{a'}{\kappa'} = -\frac{a''}{\kappa''} = -\frac{\varepsilon' E'_0 - \varepsilon'' E''_0}{\varepsilon' \kappa' + \varepsilon'' \kappa''}. \quad (10)$$

Во втором приближении имеем

$$eE_1 n_1 + eE_2 n_0 + kT \frac{dn}{dx} = 0, \quad (1'')$$

$$\varepsilon \frac{dE_2}{dx} + 4\pi e \gamma \frac{n_1^2}{n_0} = 8\pi e \gamma n_2. \quad (2'')$$

Это дает

$$\frac{d^2 E_2}{dx^2} = \kappa^2 E_2 + \frac{a \kappa e E_0}{2kT} e^{\kappa x}, \quad (11)$$

откуда получаем

$$E_2 = \left(b + \frac{a e E_0 x}{2kT} \right) e^{\kappa x}. \quad (12)$$

Граничные условия приводят к равенствам

$$\varepsilon' b' = \varepsilon'' b'', \quad \frac{b'}{\kappa'} + \frac{b''}{\kappa''} = \frac{e}{2kT} \left(\frac{a' E'_0}{\kappa'^2} - \frac{a'' E''_0}{\kappa''^2} \right). \quad (13)$$

Теперь вычислим добавочную, концентрационную часть полной разности потенциалов. Имеем

$$V_c = \int_{-\infty}^{\infty} (E_1 - E_0) dx + \int_{-\infty}^{\infty} E_2 dx. \quad (14)$$

Первый из этих двух интегралов обращается в нуль. Вклад второго интеграла равен

$$V_c = -\frac{e}{kT} \left(\frac{E'_0}{\kappa'} + \frac{E''_0}{\kappa''} \right) \frac{\epsilon' E'_0 - \epsilon'' E''_0}{\epsilon' \kappa' + \epsilon'' \kappa''}. \quad (15)$$

При $E'_0 \gg E''_0$ и $\kappa' \ll \kappa''$ имеем

$$V_c = -\frac{e}{kT} \frac{\epsilon' E'^2_0}{\epsilon'' \kappa' \kappa''}. \quad (15a)$$

Выше мы видели, что изменения концентрации происходят в слое толщиной $\sim 1/\kappa$. Омическая разность потенциалов, приложенная к такому слою в первом полупроводнике с большим сопротивлением, будет $V_0 = E'_0/\kappa'$. Следовательно,

$$\frac{V_c}{V_0} = -\frac{eV_0}{kT} \frac{\epsilon' \kappa'}{\epsilon'' \kappa' \kappa''}. \quad (15b)$$

Такого же порядка будет и относительное изменение концентраций вблизи контакта. Что же касается дебаевской длины, то при $\gamma n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ имеем оценку $1/\kappa \sim 10^{-5} \text{ см}$, т.е. это величина того же порядка, что и толщина «запирающих слоев» в твердых выпрямителях.

Если толщина запирающего слоя, т.е. первого полупроводника, равна d' , то полная омическая разность потенциалов будет $E'_0 d'$ (сопротивлением второго полупроводника мы пренебрегаем). Для дифференциального сопротивления $R = dV/di$ имеем тогда

$$-\left[\frac{d \ln R}{dV} \right]_{V=0} = \frac{e}{kT} \frac{2\epsilon'}{d'^2 \epsilon'' \kappa' \kappa''}. \quad (16)$$

Здесь $\kappa' \ll \kappa''$. Это выражение пригодно, так же как и весь предшествующий расчет, только при $\kappa' d' \gg 1$. По величине оно, следовательно, $\ll e/kT$.

Мы рассматривали два полупроводника с нормальной электронной проводимостью. Все сказанное применимо, конечно, и к двум полупроводникам с аномальной «дырочной» проводимостью. Знак выпрямления будет при этом обратный, т.е. сила тока будет больше, когда «дырки» пойдут от меньшего сопротивления к большему.

Список литературы

1. Давыдов Б. // ЖТФ. 1938. Т. 6. С. 5; ДАН СССР. 1938. Т. 20. С. 279, 283.
2. Иоффе А. В., Иоффе А. Ф. // ДАН СССР. 1937. Т. 16. С. 77.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР, Москва.
Физико-технический институт, Ленинград

Поступила
7 августа 1938 г.

Комментарий. Данная работа посвящена вопросу, которому в свое время уделялось повышенное внимание, вследствие его прикладного значения (см. *Каганов М.И., Френкель В.Я.* Вехи истории физики твердого тела. М.: Знание, 1981; *Грондаль Л.О.* // УФН. 1934. Т.14. С.253 [*Grandahl L. O.* // *Rev. Mod. Phys.* 1933. V.5. P.141]).

Этим вопросом в те годы занимался также И.В.Курчатов (*Курчатов И.В.* // УФН. 1932. Т.12. С.365). Первым важным техническим применением полупроводников было изготовление выпрямителей переменного тока низкой частоты. Медно-закисные (купроксные, Cu_2O) выпрямители были введены Грондалем и Гейгером в 1927 г. и получили в то время широкое применение в качестве маломощных выпрямителей для зарядки батарей аккумуляторов, питания беспроволочной связи и т.д. Закись меди является полупроводником с весьма сложными свойствами. Это вещество имеет дырочную проводимость. В настоящее время медно-закисные выпрямители не используются; они заменены более надежными селеновыми выпрямителями.

При контакте двух различных полупроводников или полупроводника с металлом в пограничных слоях возникают потенциальные барьеры, а концентрации носителей заряда внутри этих слоев могут сильно изменяться по сравнению с их значениями в объеме. Свойства приконтактных слоев зависят от приложенного внешнего напряжения, что приводит в ряде случаев к сильно нелинейной вольтамперной характеристике контакта. Нелинейные свойства контактов используют для выпрямления электрического тока, для преобразования, усиления и генерации электрических колебаний и т.п.

Изучению контакта металл–полупроводник было посвящено большое число работ, поскольку именно изучение контактных явлений позволило поставить на качественно иной уровень объяснение явления выпрямления и вентильного фотоэффекта в полупроводниках. При изучении явлений на контакте обнаруживались свойства, специфические именно для полупроводников. Было установлено, что влияние потенциальных барьеров на электрический ток существенно проявляется только в контактах невырожденных полупроводников. Это связано с тем, что концентрация электронов в полупроводниках намного меньше, чем в металлах. Вследствие этого, толщина потенциальных барьеров оказывается больше длины волны де Бройля для электронов, так что квантово-механический туннельный эффект в них не имеет места. Более того, основная часть носителей сосредоточена у дна зоны проводимости, и поэтому электроны менее подвижны. По этим причинам контакты именно полупроводников (с металлами или другими полупроводниками) являются важными для прикладных целей.

Стояла задача выяснить природу запирающего слоя, механизма выпрямления и вентильного фотоэффекта в нем. Для объяснения природы запирающего слоя Нордгейм, а также Френкель и Иоффе предложили качественную теорию, основанную на представлении о квантово-механическом туннелировании через барьер запирающего слоя. Однако у этих теорий был ряд недостатков, которые, в результате, привели к разработке альтернативной, диффузион-

ной теории выпрямления. «Согласно этой теории вследствие существования контактного поля на границе полупроводника с металлом образуется слой, обедненный носителями. При наложении внешнего поля в зависимости от его направления по отношению к контактному полю такой обедненный слой или еще более возрастает, или, наоборот, уменьшается в результате диффузии носителей тока под влиянием сил поля. Обусловленное этим изменение сопротивления обедненного слоя и приводит к выпрямлению в нем тока. Эта теория была разработана в СССР в период 1938–1941 гг. Б. И. Давыдовым, Д. И. Блохинцевым и С. И. Пекаром. Одновременно аналогичные представления были развиты и за границей Н. Ф. Моттом и В. Шоттки» (см. *Коновалов В. М., Дубчак В. А.* Очерки по истории физики полупроводников. История физико-математических наук. М.: Наука, 1960. Т. 34. С. 92–97). Как отмечают авторы работы *Каганов М. И., Френкель В. Я.* Вехи истории физики твердого тела. М.: Знание, 1981: «В приложении же к медно-закисным выпрямителям теория выпрямления была построена Б. И. Давыдовым (и вскоре развита в довоенных же исследованиях Д. И. Блохинцева и С. И. Пекара)».

В работе Блохинцева и Давыдова изучалось прохождение тока через границу между двумя полупроводниками одного типа, но с различными удельными сопротивлениями. В этом случае необходимо учитывать существование барьеров в обоих контактирующих телах. Рассмотрен случай, когда оба полупроводника обладают нормальной электронной проводимостью. Полученное уравнение (16) для изменения сопротивления (выпрямления) дает весьма наглядную картину прохождения тока в твердых выпрямителях.

Подробное обсуждение различных аспектов физики прохождения электрического тока через границу можно найти в работах: *Коновалов В. М., Дубчак В. А.* Очерки по истории физики полупроводников. История физико-математических наук. М.: Наука, 1960. Т. 34. С. 92–97; *Зейтц Ф.* Современная теория твердого тела. М.–Л.: ГТТИ, 1949; *Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1977; *Смит Р.* Полупроводники. М.: Мир, 1982.

А. Л. Куземский

ГИДРОДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА*

Выводится гидродинамическое уравнение для электронного газа, содержащее в тензоре напряжений градиенты плотности газа.

Гидродинамическое описание движения системы частиц оперирует с током $I(x)$ и плотностью $\rho(x)$. Из уравнения Шредингера для системы из N частиц, как известно, следует система уравнений для плотности $\rho(x_1, \dots, x_n, \dots, x_N)$ и токов $I(x_1, \dots, x_n, \dots, x_N)$ в пространстве конфигураций $\rho(x)$ и $I(x)$ в трехмерном пространстве. Однако из этих уравнений невозможно получить уравнение для системы¹.

Поэтому мы с самого начала обратимся к приближению Хартри-Фока, приписывающему каждому электрону n свою индивидуальную функцию $\psi_k(x)$. В этом приближении система электронов описывается матрицей плотности

$$\rho(x, x') = m \sum_k \psi_k(x) \psi_k^*(x'), \quad (1)$$

где m — масса электрона. Сумма распространена по всем занятым состояниям.

Эта матрица удовлетворяет уравнению [1]

$$i\hbar \partial \rho / \partial t = H \rho - \rho H, \quad (2)$$

причем матрица гамильтониана H имеет следующие элементы:

$$H(x, x') = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{x'}^2 \delta(x - x') + V_a(x') \delta(x - x') + \\ + \frac{e^2}{m} \int \frac{\rho(x', x'') dx''}{r(x', x'')} \delta(x - x') - \frac{e^2}{m} \frac{\rho(x, x')}{r(x, x')}, \quad (3)$$

где $V_a(x')$ — потенциальная энергия электрона во внешнем поле.

Интересующая нас матрица плотности тока определяется формулой

$$I_x(x, x') = -\frac{i\hbar}{2m} \left[\frac{\partial}{\partial x} \rho(x, x') - \frac{\partial}{\partial x'} \rho(x, x') \right]. \quad (4)$$

* ЖЭТФ. 1939. Т. 9. С. 1166–1168.

¹ Pauli W. // Handbuch der Phys. Bd. 24. T. I / Hrsg.: H. Geiger und K. Scheel. Berlin: Springer, 1933, формулы (101), (78) и (79). Входящие в приведенный там тензор $T_{x\lambda}$ волновые функции $\psi(x_1, \dots, x_n, \dots, x_N)$ и их производные могут быть выражены через плотность $\rho(x_1, \dots, x_n, \dots, x_N)$ и токи $I_\lambda(x_1, \dots, x_n, \dots, x_N)$. Заметим, что не существует эквивалентности между уравнением Шредингера и уравнениями для ρ , I_x , так как фаза волновой функции при обходе контура может меняться на $\text{mod } 2\pi$.

Дифференцируя (4) по времени и используя (2) и (3), после простых выкладок найдем для тока $I_x(x, x')$ (диагональный член) следующее уравнение:

$$\frac{\partial I_x}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{4m^2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \nabla_x^2 \rho(x, x') + \frac{\partial}{\partial x'} \nabla_{x'}^2 \rho(x, x') - \frac{\partial}{\partial x} \nabla_{x'}^2 \rho(x, x') - \frac{\partial}{\partial x'} \nabla_x^2 \rho(x, x') \right]_{x'=x} - \frac{\partial U}{\partial x} \rho(x, x) + F_x, \quad (5)$$

где

$$U(x) = \frac{1}{m} V_a(x) + \frac{e^2}{m^2} \int \frac{\rho(x'', x'') dx''}{r(x, x'')} \quad (6)$$

есть полная потенциальная энергия электрона, отнесенная к единице массы, а последнее слагаемое в (5)

$$F_x = \frac{e^2}{m^2} \int \rho(x, x') \rho(x', x) \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{r(x, x')} \right] dx' \quad (7)$$

есть обменная сила.

Для того чтобы раскрыть значение первого члена в (5), представим волновую функцию для k -го состояния в виде

$$\psi_k(x) = \sqrt{\rho_k(x)} e^{i\theta_k(x)}. \quad (8)$$

Тогда ток в k -м состоянии будет

$$I_{kx} = \frac{\hbar}{m} \rho_k \frac{\partial \theta_k}{\partial x} = \rho_k v_{kx}, \quad (9)$$

причем v_{kx} имеет смысл скорости в этом состоянии, а ρ_k — плотности.

Подставляя теперь (1) в (5) и используя (8) и (9), найдем

$$\frac{\partial I_x}{\partial t} = \left(\frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial z} \right) - \frac{\partial U}{\partial x} \rho + F_x, \quad (5')$$

где

$$T_{xy} = \frac{\hbar^2}{4m^2} \sum_k \left(\frac{1}{\rho_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial y} - \frac{\partial^2 \rho_k}{\partial x \partial y} \right) + \sum_k \rho_k v_{kx} v_{ky}. \quad (10)$$

Вместо I_x , I_y , I_z можно ввести компоненты средней скорости $\mathbf{v} = (u, v, w)$ с помощью формул

$$I_x = \rho u, \quad I_y = \rho v, \quad I_z = \rho w. \quad (11)$$

Далее,

$$\sum_k \rho_k v_{kx} v_{ky} = \rho uv + \sum_k \rho_k \xi_k \eta_k + u \sum_k \rho_k \eta_k + v \sum_k \rho_k \xi_k, \quad (12)$$

где

$$\xi_k = v_{kx} - u, \quad \eta_k = v_{ky} - v, \quad \zeta_k = v_{kz} - w.$$

Таким образом, в тензоре T_{xy} имеются члены

$$\sum_k \frac{1}{\rho_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial x} \frac{\partial \rho_k}{\partial y}, \quad \sum_k \rho_k \xi_k \eta_k, \quad \sum_k \rho_k \zeta_k, \dots \quad \text{и т. п.,}$$

которые без специальных предположений не могут быть выражены через ρ . Это же, разумеется, относится и к обменной силе F_x . Однако можно получить замкнутые выражения, если обратиться к приближениям, характерным для статистической теории Ферми–Томаса.

В этом приближении наши уравнения следует применять не ко всей системе частиц сразу, а к отдельным небольшим объемам. В каждом таком частичном объеме ΔV волновые функции частиц ψ_k в приближении Ферми–Томаса рассматриваются как плоские волны. Мы сделаем несколько менее специальное предположение, считая в (8) $\theta = \mathbf{k}\mathbf{x}$, а $\rho_k = \rho'$ одинаковым для всех k и мало отличающимся от постоянного значения. При вычислении тензора T_{xy} теперь следует суммировать не по всем частицам, а лишь по частицам, находящимся в небольшом объеме ΔV . Тогда получаем

$$\sum_k \frac{1}{\rho_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial x} \frac{\partial \rho_k}{\partial y} = \sum_k \frac{1}{\rho'} \frac{\partial \rho'}{\partial x} \frac{\partial \rho'}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial y}, \quad (13)$$

где ρ — полная плотность частиц в объеме ΔV .

Далее, в предположении изотропности «хаотического движения» частиц имеем

$$\sum_k \rho_k \xi_k \eta_k = \rho \overline{\xi^2} = P', \quad \sum_k \rho_k \xi_k = \rho' \overline{\xi_k} = 0, \quad (14)$$

где P' — давление и в рассматриваемом приближении будет функцией плотности.

Остается рассмотреть обменную силу F_x . Мы определим ее из условия того, что полная работа сжатия газа с учетом обмена должна равняться его внутренней энергии $\varepsilon(\rho)$, которая при учете обмена есть [2]

$$\varepsilon(\rho) = \alpha \rho^{5/3} - \beta \rho^{1/3}, \quad \alpha = \frac{\pi^2 \hbar^2}{10 m^2} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3}, \quad \beta = \frac{e^2}{4\pi} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3}, \quad (15)$$

и, стало быть,

$$\varepsilon(\rho) = \int \frac{d\rho}{P} - \frac{\rho}{P}, \quad P(\rho) = \frac{2}{3} \alpha \rho^{5/3} - \frac{1}{3} \beta \rho^{4/3}. \quad (16)$$

Пользуясь, наконец, уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (17)$$

справедливым для всякой квантовой системы, мы можем записать (5') в виде

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \nabla U + \frac{1}{\rho} \operatorname{div} S; \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla), \quad (18)$$

где S — тензор с компонентами¹

$$S_{xy} = \frac{\hbar^2}{4m^2} \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial x \partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right). \quad (19)$$

Умножая (18) на $\rho \mathbf{v}$ и интегрируя по всему объему, мы найдем закон сохранения

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \int \sigma_n dS = 0, \quad (20)$$

где

$$E = \int d\tau \left[\rho \frac{v^2}{2} + \rho V'_a + \frac{1}{2} \rho V'_i + \varepsilon(\rho) + \frac{\hbar^2}{4m^2} \frac{(\nabla \rho)^2}{\rho} \right], \quad (21)$$

$$\sigma = \left(\frac{\rho v^2}{2} + \rho V'_a + \frac{1}{2} \rho V'_i + P \right) \mathbf{v} - \frac{\hbar^2}{4m^2} \left[\left(\nabla^2 \rho - \frac{(\nabla \rho)^2}{\rho} \right) \mathbf{v} - \frac{\operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) \nabla \rho}{\rho} \right]. \quad (22)$$

Из выражения (21) следует, что величину E можно интерпретировать как энергию газа. При $\mathbf{v} = 0$ она в точности совпадает с выражением для энергии электронного газа, полученного иным путем Вейцекером [3].

При такой интерпретации величины E вектор σ есть поток энергии.

Список литературы

1. Френкель Я. И. Волновая механика. Ч. II. Л.—М.: ОНТИ ГТТИ, 1934.
2. Janssen H. // Z. Phys. 1935. Bd. 89. S. 713.
3. Weizsäcker C. F. // Z. Phys. 1935. Bd. 96. S. 431.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
9 июля 1939 г.

Комментарий. В работе рассматривается гидродинамическое описание системы многих частиц (электронов), т. е. описание в терминах «сокращенного» набора переменных, характеризующих систему: тока $I(x)$ и плотности частиц $\rho(x)$.

¹ Заметим, что первый член этого тензора $\frac{\hbar^2}{4m^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial x \partial y}$ появляется в уравнении для тока без каких-либо специальных предположений о квантовой системе.

Д. И. Блохинцев опирается на анализ В. Паули, проведенный в его книге «Общие принципы волновой механики» (ч. 1, разд. 5). Как подчеркивает Д. И. Блохинцев, поскольку многочастичная задача не может быть решена точно, нужно искать приближенное решение. Известно, что весьма эффективным способом вычисления собственных функций и собственных значений энергии является метод самосогласованного поля. Этот метод был разработан сначала Хартри без учета обмена электронов, а затем Фоком с учетом этого обмена. Имеется большое количество работ по этому методу (см. *Гомбаш П.* Проблема многих частиц в квантовой механике. М.: ИЛ, 1953) как с учетом обмена, так и без учета.

Д. И. Блохинцев пишет: «Поэтому мы с самого начала обратимся к приближению Хартри–Фока, приписывающих каждому электрону n свою индивидуальную функцию $\psi_k(x)$. В этом приближении система электронов описывается матрицей плотности (1). Эта матрица удовлетворяет уравнению Лиувилля для матрицы плотности (2)».

Рассматривая далее динамические уравнения (уравнения движения) для тока, Д. И. Блохинцев выводит «гидродинамическое» уравнение для системы многих частиц (электронов), содержащее в тензоре напряжений градиенты плотности газа. Для получения замкнутых выражений он обращается «к приближениям, характерным для статистической теории Ферми–Томаса». Нужно учесть, что статистическая модель атома описывает электроны атома статистически, как электронный газ при температуре абсолютного нуля. Модель дает хорошее приближение только для атомов с большим числом электронов, хотя она использовалась вплоть до числа электронов, равного 10. При статистическом методе детали электронной структуры не учитываются и потому использование «гидродинамического» описания Д. И. Блохинцевым являлось вполне уместным. В духе подхода статистической модели атома, полную энергию атома получают из энергии электронного газа в отдельных элементарных объемах dv путем интегрирования по всему объему атома. Поступая подобным образом и пользуясь уравнением непрерывности (17), Д. И. Блохинцев выводит выражение для энергии газа (21), которое (в статистическом случае) совпадает с выражением, полученным ранее Вайцзеккером другим методом.

Здесь будет уместно отметить, что в работе «Гидродинамика электронного газа» есть еще один аспект, который на первый взгляд не бросается в глаза, но тем не менее имеет большой интерес. По существу, здесь было показано, что систему в низкоэнергетическом пределе, можно характеризовать небольшим набором «коллективных» (или гидродинамических) переменных и соответствующих этим переменным уравнений движения. Выход за рамки низкоэнергетического сектора потребовал бы рассмотрения плазмонных возбуждений, эффектов перестройки электронных оболочек и т. д. Существование двух шкал, низкоэнергетической и высокоэнергетической, при описании физических явлений, явно или неявно используется в физике. В последнее время эта тема получила интересное и глубокое развитие в работе: *Laughlin R. D., Pines D.* // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 2000. V. 97. P. 28 (см. обсуждение

этого вопроса и дополнительные ссылки в работе: Куземский А. Л. Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2008. Т. 39, вып. 1. С. 5–81).

Развитие и обсуждение модели Томаса–Ферми–Вайцзеккера содержится в работе Yonei K., Tomishima Y. J. // Phys. Soc. Japan. 1965. V. 20. P. 1051.

Дальнейшее развитие статистической модели вещества в рамках модели Томаса–Ферми излагается в обзорах: Киржниц Д. А., Лозовик Ю. Е., Шпатаковская Г. В. // УФН. 1975. Т. 117. С. 3; Lieb E. H. // Rev. Mod. Phys. 1976. V. 48. P. 553; Lieb E. H. // Adv. in Math. 1977. V. 23. P. 22; Lieb E. H. // Rev. Mod. Phys. 1981. V. 53. P. 603; Теория неоднородного электронного газа / Ред. С. Лундквист, Н. Марч. М.: Мир, 1987.

А. Л. Куземский

СПЕКТРЫ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ И АБСОРБЦИИ СЛОЖНЫХ МОЛЕКУЛ*

В настоящей работе исследуется соотношение между спектрами абсорбции и флуоресценции молекул, содержащих большое число атомов. Показано, что следует ожидать соблюдения «закона зеркального отображения» в интервале частот, равном $\bar{E}/h$, где $\bar{E}$ — средняя энергия молекулы при удвоенной температуре.

1. Излучение и поглощение света системами с непрерывным спектром

Характерным признаком сложных молекул являются довольно широкие полосы поглощения и флуоресценции, сильно зависящие от температуры. В этой работе мы ставим своей задачей установить наиболее общие, качественные закономерности, касающиеся формы этих спектров и, в особенности, отношения между спектром абсорбции и флуоресценции.

Для этой цели нам нужно вычислить коэффициент абсорбции $\alpha(\omega)$ в функции частоты возбуждающего света ω и вероятность излучения кванта $\hbar\omega$, возбужденной молекулой (флуоресценция) в единицу времени.

Эту последнюю величину мы обозначим через $dW = W(\omega) d\omega$. Дифференциал $d\omega$ появляется по той причине, что в непрерывном спектре вероятность излучения кванта определенной частоты бесконечно мала¹.

В случае излучения атомов между абсорбцией и излучением существует простое соотношение, основанное на известном соотношении Эйнштейна для вероятности $A(\omega')$ излучения атомом кванта в 1 с и вероятности поглощения такого же кванта $B(\omega')\rho(\omega')$ (здесь $\rho(\omega')$ — плотность излучения частоты ω'), а именно:

$$\frac{A(\omega')}{B(\omega')} = \frac{\hbar\omega'^3}{\pi^2 c^3}, \quad (1)$$

* ЖЭТФ. 1939. Т. 9, вып. 4. С. 459–466.

¹ В случае дискретного спектра, наблюдающегося в системах с малым числом степеней свободы, например в атомах, эта вероятность конечна. Именно в этом случае $W(\omega) = \delta(\omega - \omega') A(\omega')$, где $\delta(x)$ — дираковская функция, а $A(\omega')$ — коэффициент Эйнштейна для перехода с излучением частоты ω' . Интеграл от dW по малому интервалу частот дает

$$\int_{\omega' - \Delta}^{\omega' + \Delta} W(\omega) d\omega = A(\omega'), \quad \Delta \rightarrow 0.$$

позволяющее вычислить излучение по абсорбции и наоборот. В этом соотношении существенно, что и излучение, и поглощение относятся к одному и тому же квантовому переходу. По этой причине оно не может быть применено к интересующей нас проблеме, так как в молекуле, обладающей непрерывным энергетическим спектром как в невозбужденном, так и в оптически возбужденном состоянии, одна и та же частоты ω поглощается и излучается путем переходов между различными энергетическими уровнями.

Вычисление $\alpha(\omega)$ и $W(\omega)$ должно быть проведено заново и представляет собою модификацию соответствующих расчетов для атомов, учитывающую непрерывный спектр и исходного, и конечного состояния системы.

Из квантовой теории радиации, ограничиваясь рассмотрением дипольного излучения, легко получить следующую формулу для вероятности dW перехода системы из состояния s в состояние s' (s и s' — квантовые числа) с излучением или поглощением кванта $\hbar\omega$ ¹:

$$dW = 4\pi^2\omega |\mathbf{P}_{ss'}|^2 \cos^2 \theta_{ss'} \delta(\Delta E) \frac{\omega^2 d\omega}{(2\pi c)^3} d\Omega \left(\frac{n_\omega + 1}{n_\omega} \right). \quad (2)$$

Здесь ω — частота излучаемого или поглощаемого при переходе $s \rightarrow s'$ света; $\mathbf{P}_{ss'}$ — вектор электрического момента для этого перехода; $\theta_{ss'}$ — угол между $\mathbf{P}_{ss'}$ и электрическим вектором волны; $d\Omega$ — элемент телесного угла, в котором лежит направление распространения света; n_ω — число квантов этого света. При этом для излучения следует взять $(n_\omega + 1)$ (для слабых интенсивностей просто 1), а для абсорбции (n_ω) . $\delta(\Delta E)$ — это функция Дирака, причем

$$\Delta E = E_{s'} - E_s \pm \hbar\omega, \quad (3)$$

где $E_{s'}$ — энергия конечного состояния, E_s — начального; для излучения следует считать $+\hbar\omega$, для поглощения — $\hbar\omega$.

Рассчитаем сперва излучение света. Суммирование по поляризациям приводит к замене $\cos^2 \theta_{ss'}$ на $\sin^2 \vartheta_{ss'}$, где $\vartheta_{ss'}$ — угол между направлением излучаемого света и электрическим моментом $\mathbf{P}_{ss'}$. Интегрируя по всем направлениям распространения ($d\Omega$), мы получаем²

$$dW_r = \frac{4}{3} \frac{\omega^3}{\hbar c^3} |\mathbf{P}_{ss'}|^2 \delta(\Delta E) \hbar d\omega. \quad (4)$$

¹ Эта формула получается из теории возмущений. См., например, *Heitler W.* The quantum theory of radiation. 1936. Гл. III, § 10, формулу (42) и § 11, формулы (1), (3), (5), (6) и (17). Различие (2) от приведенных у Гейтлера формул заключается в том, что мы не интегрируем по энергиям, а сохраняем δ -функцию с тем, чтобы произвести интеграцию позднее. (См. рус. перевод *Гайтлер В.* Квантовая теория излучения. — М.; Л.: Гостехиздат, 1940. Более доступно 2-е расширенное изд. на рус. языке *Гайтлер В.* Квантовая теория излучения. — М.: Иностран. лит., 1956. Гл. 5, § 17. Поглощение и излучение света рассматривается также в книге *Блохинцев Д. И.* Основы квантовой механики. — М.: Наука, 1976. Гл. XV.).

² Применяя эту формулу к атому, мы должны поступить так: интегрируем по малому интервалу частот и, замечая, что $\hbar d\omega = d(\Delta E)$, сразу получаем:

$$\int dW_r = A(\omega_{ss'}) = \frac{4}{3} \frac{\omega_{ss'}^3}{\hbar c^3} |\mathbf{P}_{ss'}|^2;$$

умножая это на $\hbar\omega_{ss'}$, получим энергию, излучаемую в 1 с классическим осциллятором с частотой $\omega_{ss'}$ и моментом $\mathbf{P}_{ss'}$.

Аналогичным образом находим и $\alpha(\omega)$. Для этого вычисляем сперва вероятность поглощения dW_a в 1 с, если на систему падает свет, интенсивность которого в телесном угле $d\Omega$ есть $I(\omega) d\omega d\Omega$ ($I(\omega)$ дает спектральное распределение интенсивности падающего света). Так как

$$I(\omega) d\omega d\Omega = n_\omega \hbar \omega c \frac{\omega^2 d\omega}{(2\pi c)^3} d\Omega,$$

то, подставляя это в (2) и усредняя по всем ориентациям системы, получим

$$dW_a(\omega) = \frac{4\pi^2}{3\hbar c} |\mathbf{P}_{ss'}|^2 \delta(\Delta E) I(\omega) d\omega d\Omega. \quad (5)$$

При прохождении света через слой толщиной Δx , в каждом кубическом сантиметре которого содержится n систем, поток энергии $S = I(\omega) d\omega d\Omega$ уменьшится на величину ΔS , равную

$$\Delta S = -\hbar \omega dW_a(\omega) n \Delta x = -\hbar \omega n \frac{4\pi^2}{3\hbar c} \omega |\mathbf{P}_{ss'}|^2 \delta(\Delta E) S \Delta x.$$

Отсюда находим коэффициент абсорбции $\alpha'(\omega)$:

$$\alpha'(\omega) = n \frac{4\pi^2}{3c} \omega |\mathbf{P}_{ss'}|^2 \delta(\Delta E). \quad (6)$$

Формулы (4) и (6) должны быть теперь использованы для расчета излучения и поглощения света сложной молекулой. Характерной особенностью сложной молекулы, как уже упоминалось, является наличие непрерывного энергетического спектра как для оптически невозбужденной, так и для оптически возбужденной молекулы. Состояние молекулы мы будем определять совокупностью квантовых чисел, которые все обозначим одной буквой s . В эту совокупность включаются как числа, характеризующие состояние оптического электрона, так и состояние атомов молекулы. Мы исключим из них лишь те, которые относятся к движению молекулы как целого. Кроме того, заметим, что в виду связи между движением тяжелых частиц (атомов) и движением электронов в совокупности квантовых чисел нельзя различать те, которые относятся к электрону от относящихся к атомам (это можно делать лишь приближенно). Внутреннюю энергию всей молекулы обозначим через $E(s)$. Наименьшую энергию молекулы положим равной 0. Тогда к этому нижнему состоянию и примыкает группа состояний (s) с энергией $E(s) = E_0(s)$, образующая непрерывный спектр и соответствующая колебаниям оптически невозбужденной молекулы. Далее среди состояний молекулы есть группа состояний (s') с энергией $E(s') = \hbar\omega_0 + E_1(s')$, образующая также непрерывный спектр и примыкающая к уровню $E = \hbar\omega_0$, соответствующего наименьшей энергии оптически возбужденной молекулы. Таким образом, из всех возможных состояний молекулы мы рассматриваем две полосы:

$$\begin{aligned} E(s) &= E_0(s) & (\text{оптически невозбужденная молекула}), \\ E(s') &= \hbar\omega_0 + E_1(s') & (\text{оптически возбужденная молекула}). \end{aligned} \quad (7)$$

Волновые функции для этих состояний будут соответственно $\Psi_s(x, q)$ и $\Psi_{s'}(x, q)$, где x — координаты электрона, а q — координаты атомов (все обозначены одной буквой). Электрический момент $\mathbf{P}_{ss'}$, входящий в формулы (4) и (6), будет равен:

$$\mathbf{P}_{ss'} = e \int \psi_s^*(x, q) \mathbf{x} \psi_{s'}(x, q) dx dq, \quad (8)$$

где e — заряд электрона, а $\mathbf{x}$ — его радиус-вектор.

Чтобы подсчитать абсорбцию и излучение молекулы, нужно учесть, что энергия молекулы E может быть реализована многими способами (высокая степень вырождения!), и поэтому переход с излучением или поглощением света частоты ω может быть также осуществлен многими путями. Чтобы учесть это обстоятельство, мы просуммируем величину электрического дипольного момента $|\mathbf{P}_{ss'}|^2$ по всем состояниям (s) и (s'), энергия которых лежит в интервале $E_0, E_0 + dE_0$ и $\hbar\omega_0 + E_1, \hbar\omega_0 + E_1 + dE_1$ соответственно. В результате получим

$$\sum_{dE_0} (s) \sum_{dE_1} (s') |\mathbf{P}_{ss'}|^2 = \frac{dZ_0(E_0)}{dE_0} \frac{dZ_1(E_1)}{dE_1} F(E_0, \hbar\omega_0 + E_1) dE_0 dE_1, \quad (9)$$

где dZ_0/dE_0 — число состояний молекулы на интервал энергии в невозбужденной молекуле, а dZ_1/dE_1 — та же величина для оптически возбужденной молекулы. $F(E_0, \hbar\omega_0 + E_1)$ есть средний квадрат матричного элемента электрического момента, и формулу (9) следует рассматривать как *определение* этой величины.

Чтобы вычислить наблюдаемый на опыте коэффициент абсорбции $\alpha(\omega)$ для частоты ω , нужно, пользуясь (9), просуммировать (6) по состояниям (s) и (s') при заданном ω . Кроме того, необходимо сделать предположения о частоте, с которой встречаются молекулы в исходном состоянии $E_0, E_0 + dE_0$. Мы будем считать, что до *возбуждения* молекулы находятся в *тепловом равновесии* с окружающей их средой (или между собой).

Тогда в формулу (9) следует ввести множитель $\exp\left(\frac{\Psi_0 - E_1}{\Theta}\right)$, где Ψ_0 — свободная энергия невозбужденной молекулы, а $\Theta = kT$ — термодинамическая температура. $\Delta E = 0$, для абсорбции, согласно (3) дает:

$$E_1 + \hbar\omega_0 = E_0 + \hbar\omega.$$

Поэтому мы получаем для коэффициента абсорбции $\alpha(\omega)$ следующее выражение:

$$\alpha(\omega) = n \frac{4\pi^2\omega}{3c} \int_{E'_0}^{\infty} \exp\left(\frac{\Psi_0 - E_0}{\Theta}\right) \frac{dZ_0(E_0)}{dE_0} \frac{dZ_1(E_0 + \hbar(\omega - \omega_0))}{dE_1} \times \\ \times F(E_0, E_0 + \hbar\omega) dE_0, \quad (10)$$

причем $E'_0 = \hbar(\omega_0 - \omega_0)$ для $\omega < \omega_0$ и $E'_0 = 0$ для $\omega > \omega_0$. Это и есть искомое выражение для коэффициента абсорбции при условии, что в исходном состоянии молекулы находятся в тепловом равновесии при температуре Θ .

Подобным же образом для вычисления интенсивности излучения частоты ω совокупностью молекул следует сделать предположения о распределении возбужденных молекул по энергиям E_1 . Это распределение зависит от скорости установления теплового равновесия и скорости перехода в невозбужденное состояние. В случае молекул в растворе вся совокупность известных фактов (закон Стокса, экспоненциальное затухание интегрального света) указывает на то, что тепловое равновесие достигается гораздо быстрее, чем происходит возвращение молекулы в невозбужденное состояние. Поэтому мы будем предполагать, что и в возбужденном состоянии успевает установиться тепловое равновесие с температурой Θ .

Суммируя $dW_r(\omega)$ (4) так же, как это делалось в отношении $\alpha'(\omega)$, и имея в виду, что в этом случае, согласно (3), $\Delta E = E_0 - (E_1 + \hbar\omega_0) + \hbar\omega$, мы получим для вероятности излучения в 1 с кванта света, частота которого лежит между ω и $\omega + d\omega$:

$$W(\omega) d\omega = d\omega \frac{4\omega^3}{3c^3} \int_{E'_1}^{\infty} \exp\left(\frac{\Psi_1 - E_1}{\Theta}\right) \frac{dZ_0(E_1 + \hbar(\omega_0 - \omega))}{dE_1} \frac{dZ_1(E_1)}{dE_1} \times \\ \times F(E_1 + \hbar\omega_0, E_1 + \hbar(\omega - \omega_0)) dE_1, \quad (11)$$

где Ψ_1 — свободная энергия оптически возбужденной молекулы, а $E'_1 = \hbar(\omega - \omega_0)$ для $\omega > \omega_0$ и $E_1 = 0$ для $\omega < \omega_0$. Величина $W(\omega)$ пропорциональна отношению $I(\omega)/\hbar\omega$, где $I(\omega)$ — интенсивность света флуоресценции частоты ω . Формулы (10) и (11) могут быть записаны в виде:

$$\alpha(\omega) = n \frac{4\pi^2\omega}{3c} P_a^2(\omega, \Theta), \quad (10')$$

$$W(\omega) = \frac{4\omega^3}{3c^3} P_r^2(\omega, \Theta), \quad (11')$$

где через P_a^2 и P_r^2 обозначены интегралы, содержащиеся в формулах (10) и (11) соответственно. Эти величины имеют простой физический смысл. Именно $P_r^2 \hbar d\omega$ есть (бесконечно малый) квадрат электрического момента для излучения кванта света, частота которого лежит между ω и $\omega + d\omega$. P_a^2 означает такую же величину для абсорбции света. Они являются функциями частоты ω и температуры Θ . Для атомов эти величины были бы равны друг другу и не зависели бы от температуры.

2. Соотношение между спектром абсорбции и флуоресценции

Величины $I(\omega)/\hbar\omega$, $W(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ измерялись В. Л. Левшиным, причем им был установлен «закон зеркального отображения»¹, согласно которому

¹ Lewschin W. L. // Z. Phys. 1931. Bd. 72. S. 382.

спектр флуоресценции представляет собою зеркальное отображение спектра абсорбции¹. Аналитически этот закон мог бы быть выражен так:

$$\left[\frac{I(\omega)}{\hbar\omega} \right]_{\omega=\omega_0 \pm \nu} = \text{const} [\alpha(\omega)]_{\omega=\omega_0 \mp \nu}, \quad (12)$$

где ω_0 — некоторая частота. Так как с самого начала было бы трудно ожидать, что найденные нами выражения (10') и (11') удовлетворяли бы этому закону, и, напротив, можно было ожидать, что ему подчиняются электрические моменты P_a^2 и P_r^2 , то мы начертили по данным В. Л. Левшина P_a^2 и P_r^2 в функции ω (т. е. $I(\omega)/\hbar\omega^4$ и $\alpha(\omega)/\omega$). Результат приведен на рисунке. Кривые 1 дают $W(\omega)$ и $\alpha(\omega)$, а кривые 2 — $W(\omega)/\omega^3$ и $\alpha(\omega)/\omega$. Как видно, согласие соотношения (12) с опытом не улучшилось (и не ухудшилось), по-прежнему для $\nu \sim 20\%$ от ω_0 имеются очень заметные отступления от (12) (до 100%).

В связи с этим возникает вопрос, чем объясняется существование этого закона для малых ν и чем обусловлено его нарушение для ν больших.

Для исследования этого вопроса обратимся к величинам $Z_0(E)$ и $Z_1(E)$, входящим в формулы (9) и (10). По своему физическому смыслу эти величины дают число состояний молекулы (невозбужденной и, соответственно, возбужденной), энергия которых меньше E . Мы будем предполагать, что лишь очень небольшое число частиц (в сравнении с общим их числом в молекуле) изменяет при возбуждении молекулы свою связь с соседями. Тогда если через $\psi_0(\Theta)$ обозначить свободную энергию молекулы на одну степень свободы так, что

$$\Psi_0(\Theta) = N\psi_0(\Theta), \quad (13)$$

где N — число степеней свободы молекулы, то для молекулы в возбужденном состоянии свободная энергия может быть записана в виде

$$\Psi_1(\Theta) = N\psi_0(\Theta) + \delta\psi(\Theta), \quad (14)$$

где $\delta\psi(\Theta)$ — изменение свободной энергии из-за изменения связей возбужденных атомов с соседями — эта величина будет порядка $\psi_0(\Theta)$. В термодинамических рассуждениях можно было бы совсем игнорировать $\delta\psi$ в сравнении с Ψ_0 ; однако это небольшое изменение может все же существенно сказаться на величине $Z(E)$, которая связана со свободной энергией уравнением

$$\exp\left(-\frac{\Psi(\Theta)}{\Theta}\right) = \int_0^\infty \exp\left(-\frac{E}{\Theta}\right) \frac{dZ(E)}{dE} dE. \quad (15)$$

Для того, чтобы провести сравнение Z_0 и Z_1 , мы можем ввести для молекулы некоторую характеристическую температуру Θ_0 , играющую роль дебаевской температуры для твердых тел, такую, что для $\Theta > \Theta_0$ молекулярные колебания можно рассматривать классически, пренебрегая квантовыми

¹ О законе зеркальной симметрии в процессах поглощения света и флуоресценции см., например, *Прингсгейм П.* Флуоресценция и фосфоресценция. М.: ИЛ, 1951. § 102.

эффектами, а для $\Theta < \Theta_0$, напротив, квантовые эффекты выступают на первый план. В первом случае в интегралах (10) и (11) играют роль большие энергии E такие, что в качестве $Z(E)$ можно взять классическое выражение для системы осцилляторов (объем гиперэллипсоида) так, что

$$\begin{aligned} Z_0(E) &= C_0 E^N, \\ Z_1(E) &= C_1 E^N, \end{aligned} \quad (16)$$

причем при условии, что число изменившихся связей $f \ll N$, C_1 будет отличаться от C_0 лишь множителем порядка 1.

В противоположном случае, когда $\Theta < \Theta_0$, нужно пользоваться квантовым выражением для $Z(E)$, но мы можем обойтись без явного выражения $Z(E)$, так как согласно квантовой теории $\psi_0(\Theta) \rightarrow 0$ при $\Theta \rightarrow 0$ быстрее Θ ; то же будет относиться и к $\delta\psi(\Theta)$, так как последнее представляет собою, в сущности, разность свободных энергий для осцилляторов, отличающихся своей частотой. Поэтому $\delta\psi/\Theta \rightarrow 0$ (при $\Theta \rightarrow 0$). Тогда, полагая в формуле (15)

$$Z = Z_1 \quad \text{и} \quad \Psi = \Psi_1 = \Psi_0 + \delta\psi,$$

мы можем разложить $\exp(-\delta\psi/\Theta)$ по степеням $\delta\psi/\Theta$. Ограничиваясь нулевым приближением, мы видим, что для $\Theta < \Theta_0$, $\delta\psi/\Theta < 1$, поэтому можно положить

$$Z_1(E) = Z_2(E). \quad (17)$$

В промежуточной области температур Z_0 и Z_1 не находятся в простом отношении; однако в силу сказанного о крайних случаях они не сильно отличаются друг от друга.

Выпишем теперь явные выражения для P_a^2 и P_r^2 (дифференциальных электрических моментов). Согласно их определению (10') и (11') мы получим из (10) и (11) для зеркально отраженных от ω_0 частот (т. е. полагая $\omega = \omega_0 \pm \nu$):

$$[P_a^2]_{\omega=\omega_0 \pm \nu} = e^{\Psi_0/\Theta} \int_{E'}^{\infty} e^{-E/\Theta} \frac{dZ_0(E)}{dE} \frac{dZ_1(E \pm \hbar\nu)}{dE} F(E, E + \hbar\omega_0 \pm \hbar\nu) dE, \quad (18)$$

где $E' = 0$ для $\omega = \omega_0 + \nu$ и $E' = \hbar\nu$ для $\omega = \omega_0 - \nu$ (кроме того, мы заменили в (10) обозначение E_0 на E):

$$[P_r^2]_{\omega=\omega_0 \pm \nu} = e^{\Psi_1/\Theta} \int_{E'}^{\infty} e^{-E/\Theta} \frac{dZ_0(E \mp \hbar\nu)}{dE} \frac{dZ_1(E)}{dE} F(E + \hbar\omega_0, E \mp \hbar\nu) dE, \quad (19)$$

где $E' = \hbar\nu$ для $\omega = \omega_0 + \nu$ и $E' = 0$ для $\omega = \omega_0 - \nu$. Из сопоставления этих формул следует, что если частота ω близка к ω_0 (ν мало) так, что можно пренебречь $\hbar\nu$ в сравнении с E в функциях $F(E, E + \hbar\omega_0 \pm \hbar\nu)$ и $F(E + \hbar\omega_0, E \mp \hbar\nu)$, то закон зеркальной симметрии выполнен, поскольку Z_0

и Z_1 или равны или пропорциональны друг другу (с множителем близким к 1), а $F(E', E'') = F(E'', E')$ ¹.

Для оценки области энергий, в которых возможно это пренебрежение, заметим, что функция $e^{-E/\Theta} (dZ_0/dE)(dZ_1/dE)$ имеет резкий максимум. Оценить его положение можно из того, что Z_0 и Z_1 мало отличаются друг от друга. Тогда мы можем заменить рассматриваемую функцию формулой $e^{-E/\Theta} (dZ/dE)^2$. Отсюда положение максимума дается уравнением

$$-\frac{1}{\Theta} \frac{dZ}{dE} + 2 \frac{d^2 Z}{dE^2} = 0;$$

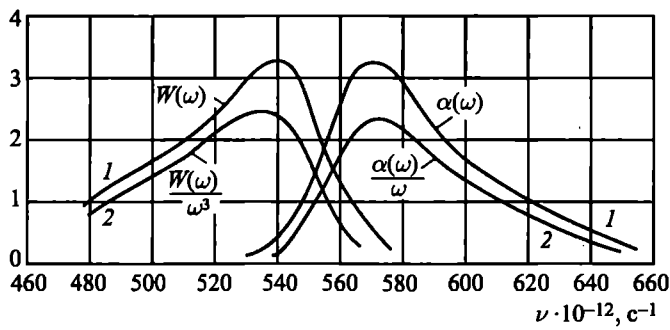
с другой стороны, средняя энергия молекулы (наиболее вероятная) определится из условия

$$\frac{d}{dE} \left(e^{-E/\Theta} \frac{dZ}{dE} \right) = 0, \quad \text{т. е.} \quad -\frac{1}{\Theta} \frac{dZ}{dE} + \frac{d^2 Z}{dE^2} = 0.$$

Сравнивая это с предыдущей формулой, мы находим, что положение максимума отвечает энергии $E_m = \overline{E(2\Theta)}$, где $\overline{E(2\Theta)}$ — средняя энергия молекулы для удвоенной температуры. Если $F(E', E'')$ не имеет столь же резких максимумов или минимумов, то в (18) и (19) для $\hbar\nu < \overline{E(2\Theta)}$ можно в F заменить E на $\overline{E(2\Theta)}$ и пренебречь $\hbar\nu$. Таким образом, отступления от закона зеркальной симметрии следует ожидать при $\nu = \overline{E(2\Theta)}/\hbar$. Для $\Theta > \Theta_0$ имеем $\overline{E(2\Theta)} = 2N\Theta$, для $\Theta < \Theta_0$ $\overline{E(2\Theta)} = 2N(2\Theta/\Theta_0)$ ⁴. Эти величины по порядку величины согласуются с результатами В. Л. Левшина, если Θ_0 брать около 100–200 К.

Кроме того, из определения нижнего предела E' в (18) и (19) и из наличия экспоненциального множителя $e^{-E/\Theta}$ под знаком интеграла следует, что спектр абсорбции резко, экспоненциально, спадает для $\omega < \omega_0$, а спектр флуоресценции, напротив, будет также спадать в сторону $\omega > \omega_0$. В противоположных направлениях ($\omega > \omega_0$ для абсорбции и $\omega < \omega_0$ для флуоресценции) поведение P_a^2 и P_r^2 усмотреть трудно, но во всяком случае экспоненциального резкого спада для больших удалений от ω_0 уже не получается. Таким образом, качественно форма спектра, определяемая P_a^2 и P_r^2 , не противоречит тому, что наблюдается на опыте (ср. рис. 1). В заключение рассмотрим случай, противоположный разобранным, когда в возбужденном состоянии не успевает устанавливаться тепловое равновесие, как это может иметь место в разреженном паре. В этом случае спектр флуоресценции будет зависеть от спектра возбуждающего света, так как им будет определяться число возбужденных молекул, имеющих энергию между E и $E + dE$. В случае теплового равновесия это число равнялось $\exp\left(-\frac{\Psi_1 - E}{\Theta}\right) \frac{dZ_1}{dE} dE$. Теперь мы его обозначим через $W(E) \frac{dZ_1}{dE} dE$, где $W(E)$ будет подлежать определению.

¹ При указанном условии относительно Z_0 и Z_1 .



Если бы $W(E)$ было известно, то спектр излучения получился бы из формулы (11) заменой множителя $\exp\left(-\frac{\Psi - E}{\Theta}\right)$ на $W(E)$. Для определения $W(E)$ рассмотрим возбуждение плоской волной монохроматического света частоты ω' . Для этого в формуле (5) положим

$$I(\omega) = I(\omega') \delta(\omega - \omega') \delta(\cos \vartheta - \cos \vartheta') \delta(\varphi - \varphi')$$

и проинтегрируем по углам $d\Omega$; в результате получим

$$dW_a(\omega) = \frac{4\pi^2}{3\hbar c} |\mathbf{P}_{ss'}|^2 \delta(\Delta E) I(\omega'), \quad (5')$$

$$\Delta E = E + \hbar\omega_0 - E_0 - \hbar\omega'.$$

Суммируя $|\mathbf{P}_{ss'}|^2$ помощью (9), находим

$$dW_a(\omega) = \frac{4\pi^2}{3\hbar c} \frac{dZ_0}{dE_0} \frac{dZ_1}{dE} F(E_0, E + \hbar\omega_0) dE_0 dE \delta(\Delta E) I(\omega'). \quad (5)$$

Умножая на $\exp\left(-\frac{\Psi_0 - E}{\Theta}\right)$ (в исходном состоянии реализуется тепловое равновесие) и интегрируя по dE_0 , получим число молекул, переходящих в 1 с в состоянии с энергией между $E, E + dE$:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta(n(E) dE)}{\Delta t} &= I(\omega') \frac{4\pi^2}{3\hbar c} \exp\left(-\frac{\Psi_0 - E - \hbar\omega_0 + \hbar\omega'}{\Theta}\right) \times \\ &\times \frac{dZ_0(E + \hbar\omega_0 - \hbar\omega')}{dE} \frac{dZ_1}{dE} F(E + \hbar\omega_0 - \hbar\omega', E + \hbar\omega_0) dE, \quad (20) \end{aligned}$$

причем это равно 0 для $E + \hbar\omega_0 < \hbar\omega'$.

Вследствие излучения из этого же интервала энергий молекулы выходят со скоростью

$$\begin{aligned} \frac{\delta(n(E) dE)}{\delta t} &= \frac{4}{3c^3} W(E) \frac{dZ_1(E)}{dE} \int_0^{E+\hbar\omega_0} \frac{dZ_0(E + \hbar\omega_0 - \hbar\omega)}{dE} \times \\ &\times F(E + \hbar\omega_0, E + \hbar\omega_0 - \hbar\omega) \omega^3 d\omega \quad (21) \end{aligned}$$

(расчет совершенно аналогичен предыдущему, но в качестве исходной формулы берем (4)).

Предполагая, что устанавливается равновесие между абсорбцией и излучением (стационарный процесс), мы можем приравнять (20) и (21). В результате получаем

$$W(E) = \frac{\pi^2 c^3}{\hbar} I(\omega') \times \frac{\exp\left(-\frac{\Psi_0 - E + \hbar(\omega' - \omega_0)}{\Theta}\right) \frac{dZ_0(E + \hbar\omega_0 - \hbar\omega')}{dE} F(E + \hbar\omega_0 - \hbar\omega', E + \hbar\omega_0)}{\int_0^{E + \hbar\omega_0} \frac{dZ_0(E + \hbar\omega_0 - \hbar\omega)}{dE} F(E + \hbar\omega_0, E + \hbar\omega_0 - \hbar\omega) \omega^3 d\omega} \quad (22)$$

для $E + \hbar\omega_0 > \hbar\omega'$, иначе $W(E) = 0$.

Сопоставляя это свойство $W(E)$ со свойствами пределов интегрирования в (11), мы можем рассмотреть два случая (заменяя в (11) $\exp\left(\frac{\Psi_1 - E}{\Theta}\right)$ на $W(E)$):

1) $\omega' > \omega_0$. В этом случае в (11) имеем в качестве нижнего предела интегрирования $E' = \hbar(\omega - \omega_0)$, если $\omega > \omega'$, и $E' = \hbar(\omega' - \omega_0)$, если $\omega < \omega'$, т. е. $\hbar(\omega' - \omega)$ вместо прежнего 0. Поэтому спектр сместится (не без изменения формы) так, что резкое спадание начнется не за ω_0 (как прежде), а за ω' , размытость будет в сторону $\omega < \omega'$.

2) $\omega' < \omega_0$. В этом случае пределы интегрирования в (11) остаются прежними, следовательно, спектр будет быстро спадать в сторону $\omega > \omega_0$ и будет размыт в сторону $\omega < \omega_0$. При этом излучение будет мало в силу наличия множителя $\exp\left(-\frac{\hbar(\omega_0 - \omega')}{\Theta}\right)$.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
25 января 1939 г.

Комментарий. В работе ставится задача установить наиболее общие, качественные закономерности, касающиеся формы спектров поглощения и флуоресценции сложных молекул. Спектры флуоресценции и абсорбции сложных молекул сильно зависят от температуры и потому требуется соответствующий статистический расчет. Данная работа является продолжением цикла работ 1934–1945 гг., относящихся к «... многообразным явлениям фосфоресценции».

Вычисления представляют собой модификацию соответствующих расчетов для атомов и основываются на квантовой теории излучения. Исходной является формула (2) для вероятности перехода системы с излучением или

поглощением фотона. Полученные формулы (10') и (11') содержат зависимость от частоты и температуры. Далее анализируется соотношение между спектром абсорбции и флуоресценции в контексте экспериментальных данных, полученных В. Л. Левшиным. Для интерпретации этих данных записывается в аналитическом виде (12) так называемый «закон» Левшина, согласно которому спектр флуоресценции представляет собой зеркальное отображение спектра абсорбции. Д. И. Блохинцев анализирует вопрос о том, чем объясняется существование этого закона для малых сдвигов частот и почему он нарушается при больших сдвигах частот. Тщательно проведенное исследование позволяет дать частичный ответ на этот вопрос и попутно установить много новых качественных закономерностей, относящихся к форме спектра. Определен интервал частот, где следует ожидать соблюдения «закона» зеркального отображения.

Связь излучательного времени жизни со спектрами флуоресценции и поглощения ароматических молекул обсуждается в обзоре: *Биркс Дж., Манро И.* // УФН. 1971. Т. 105, вып. 2. С. 251.

Различные аспекты физики излучения и поглощения света рассматриваются в книгах: *Гайтлер В.* Квантовая теория излучения. М.: Изд-во иностр. лит., 1956; *Тарасов Л. В.* Физические основы квантовой электроники. М.: Сов. радио, 1976; *Ландсберг Г. С.* Оптика. 5-е изд. М.: Наука, 1976; *Левшин В. Л.* Фотолюминесценция жидких и твердых веществ. М.: Гостехиздат, 1951; *Принсгейм П.* Флуоресценция и фосфоресценция. М.: Мир, 1951; *Адирович Э. И.* Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов. М.: Гостехиздат, 1956; *Кюри Д.* Люминесценция кристаллов. М.: ИЛ, 1961; *Левшин В. Л., Левшин Л. В.* Люминесценция и ее применения. М.: Наука, 1972.

А. Л. Куземский

О НАГРЕВАНИИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ*

Совместно с Н. М. Плакидой

Методом корреляционных функций Ван Хова рассчитана вероятность нагревания ультрахолодных нейтронов при когерентном и некогерентном неупругом рассеянии. Показано, что эта вероятность мала для чистых веществ ($\lesssim 10^{-5}$), но значительно увеличивается при наличии легких примесей с большим сечением рассеяния (водород) в поверхностном слое ловушки.

В экспериментах по удержанию ультрахолодных нейтронов (УХН) в ловушках было обнаружено, что коэффициент поглощения УХН слабо зависит от вещества стенок и температуры и составляет величину $\eta \sim 10^{-4}$ (см., например, [1–4]). В недавних экспериментах обнаружилось, что основная часть УХН, исчезающих из ловушки, нагревается до тепловых энергий и вылетает из нее. Ввиду того, что эти экспериментальные результаты не согласуются с теоретическими оценками [5, 6] как для величины коэффициента поглощения η , так и его температурной зависимости, в настоящей работе проведен строгий расчет на основе метода корреляционных функций Ван Хова для возможных сечений неупругого рассеяния УХН в поверхностном слое ловушки. В целом результаты расчетов согласуются с [5, 6] и позволяют утверждать, что чистые материалы, используемые для ловушек, должны иметь высокий коэффициент отражения ($\eta \lesssim 10^{-5}$). Оценка влияния примесей на поглощение УХН показывает, что только примеси с малой массой и большим сечением некогерентного рассеяния могут давать заметный вклад в нагревание УХН. Расчет для примеси водорода приводит к выводу, что концентрация его порядка 20 % в поверхностном слое $l_{\text{эф}} \sim 50 \text{ \AA}$ может объяснить наблюдаемый коэффициент поглощения.

В первом разделе работы получены общие формулы для сечения неупругого рассеяния УХН на фоновых решетках, а во второй части рассмотрена роль примесей в нагревании УХН. Приведены также оценки для квазиупругого рассеяния, рассмотренного нами ранее [7].

1. Неупругое рассеяние УХН на фоновых

При вычислении сечения неупругого рассеяния нейтронов будем пользоваться общим методом временных корреляционных функций Ван Хова,

* Сообщение ОИЯИ Р4-10381. Дубна, 1977. Краткое содержание работы опубликовано в «phys. stat. sol. b». 1977. V. 82. P. 627.

согласно которому вероятность рассеяния нейтрона в веществе может быть записана в виде (см., например, [8])

$$dP(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \frac{L^3 d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{2\pi}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{2\pi\hbar} e^{-i\omega t} \langle V_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}(t) V_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}(0) \rangle, \quad (1)$$

где $\hbar\mathbf{p}$ и $\hbar\mathbf{p}'$ — импульсы падающего и рассеянного нейтрона; $\hbar\omega = \hbar^2(p'^2 - p^2)/2m$ — энергия рассеяния; $L^3 = V$ — нормировочный объем. Матричный элемент взаимодействия нейтрона с веществом в приближении псевдопотенциала Ферми определяется формулой

$$V_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}(t) = \langle \psi_{\mathbf{p}'} | V(\mathbf{r}, t) | \psi_{\mathbf{p}} \rangle = A(p) \frac{2\pi\hbar^2}{m} \frac{1}{L^3} \sum_n b_n e^{-i\mathbf{Q}\mathbf{R}_n(t)}, \quad (2)$$

где b_n — приведенная длина рассеяния на ядре с координатой $\mathbf{R}_n(t)$. Волновая функция УХН в веществе экспоненциально затухает и с учетом граничных условий на поверхности ловушки может быть записана в виде

$$\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{L^{3/2}} A(p) e^{-\kappa z} e^{i\mathbf{p}_{\parallel}\mathbf{r}_{\parallel}}, \quad A(p) = \frac{2p_{\perp}}{p_{\perp} + ix}, \quad (3)$$

где параметр $\kappa = \sqrt{p_0^2 - p_{\perp}^2}$ определяет эффективную глубину проникновения $l_{\text{эф}} \sim 1/2\kappa$ и $p_{\perp}, \mathbf{p}_{\parallel}$ в (3) — нормальная и тангенциальная составляющие импульса УХН, $p_0^2 = 4\pi b_c n_0$ — граничное значение волнового числа для полного отражения, $n_0 = N/V$ — плотность вещества и b_c — когерентная длина рассеяния. В отличие от тепловых нейтронов, импульс рассеяния в (2) комплексный

$$\mathbf{Q} = \mathbf{p}' - \mathbf{p} = \{\mathbf{p}'_{\perp} - i\kappa, \mathbf{p}'_{\parallel} - \mathbf{p}_{\parallel}\}. \quad (4)$$

В дальнейшем нас будет интересовать рассеяние УХН с нагреванием и поэтому рассматриваются только $p'_{\perp} > p_0$, когда волновая функция нейтрона имеет обычный вид

$$\psi_{\mathbf{p}'}(\mathbf{r}) = \frac{1}{L^{3/2}} e^{i\mathbf{p}'\mathbf{r}}. \quad (5)$$

Учитывая (1) и (2), для коэффициента рассеяния УХН в веществе — вероятности рассеяния (1), отнесенной к единичному потоку падающих на поверхность L^2 нейтронов $J = L^2(\hbar p_{\perp}/m)(1/L^3)$, — получаем выражение

$$d\mu = \frac{dP(\mathbf{Q}, \omega)}{J} = |A(p)|^2 \frac{d^3 p'}{m p_{\perp}} \frac{\hbar^2}{L^2} \sum_{nn'} b_n b_{n'} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{2\pi} e^{-i\omega t} \langle e^{-i\mathbf{Q}\mathbf{R}_n(t)} e^{i\mathbf{Q}\mathbf{R}_{n'}} \rangle, \quad (6)$$

где суммирование проводится по всем координатам $\mathbf{R}_n, \mathbf{R}_{n'}$ рассеивающих ядер вещества.

Рассмотрим далее однофононное неупругое рассеяние УХН с поглощением фонона, когда соответствующую корреляционную функцию смещений атомов $\mathbf{u}_n(t) = \mathbf{R}_n(t) - \mathbf{l}_n$ в узле решетки $\mathbf{l}_n$ можно записать в виде

$$\langle (\mathbf{Q} \mathbf{u}_n(t)) (\mathbf{Q}^* \mathbf{u}_{n'}) \rangle = \frac{\hbar}{MN} \sum_{\mathbf{k}j} \frac{|\mathbf{Q} \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{k}j}|^2}{2\omega_{\mathbf{k}j}} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{l}_n - \mathbf{l}_{n'})} n_{\mathbf{k}j} e^{i\omega_{\mathbf{k}j}t}. \quad (7)$$

Для простоты рассматривается простая решетка из атомов массы M , имеющая $j = 1, 2, 3$ моды колебаний с частотами $\omega_{\mathbf{k}j}$ и поляризацией $\mathbf{e}_{\mathbf{k}j}$; $n_{\mathbf{k}j} = \{ \exp [\omega_{\mathbf{k}j}/(kT)] - 1 \}^{-1}$ — среднее число фононов. Разлагая, как обычно, экспоненту в (6) в ряд по тепловым смещениям $\mathbf{u}_n(t)$, $\mathbf{u}_{n'}$ и пренебрегая факторами Дебая–Валлера, для однофононного неупругого рассеяния с нагреванием получаем

$$d\mu^{(1)} = |A(p)|^2 \frac{d^3 p'}{mp_{\perp}} \frac{\hbar^2}{MN} \sum_{\mathbf{k}j} \frac{|\mathbf{Q} \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{k}j}|^2}{2\omega_{\mathbf{k}j}} |S(\mathbf{Q} - \mathbf{k})|^2 n_{\mathbf{k}j} \delta(\omega - \omega_{\mathbf{k}j}). \quad (8)$$

Сумма по узлам решетки $|S(\mathbf{Q} - \mathbf{k})|^2$ содержит когерентную и некогерентную составляющие

$$\begin{aligned} |S(\mathbf{Q} - \mathbf{k})|^2 &= \frac{1}{L^2} \sum_{nn'} b_n b_{n'} e^{-i(\mathbf{Q}-\mathbf{k})\mathbf{l}_n} e^{i(\mathbf{Q}^*-\mathbf{k})\mathbf{l}_{n'}} = \\ &= \frac{b_c^2}{L^2} \sum_{nn'} e^{-i(\mathbf{Q}-\mathbf{k})\mathbf{l}_n} e^{i(\mathbf{Q}^*-\mathbf{k})\mathbf{l}_{n'}} + \frac{b_{\text{inc}}^2}{L^2} e^{i(\mathbf{Q}^*-\mathbf{Q})\mathbf{l}_n}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $b_c = \langle b_n \rangle$, $b_{\text{inc}}^2 = \langle b_n^2 \rangle - (\langle b_n \rangle)^2$ — усредненные по ядрам решетки когерентная и некогерентная длины рассеяния. При вычислении сумм в (9) отдельно выполним суммирование по узлам решетки $\mathbf{l}_{n\parallel}$, лежащим в плоскости, параллельной поверхности ловушки, и просуммируем затем по этим плоскостям $l_{n\perp} = dn$ в глубь вещества, где для удобства вводим $d = L/N^{1/3}$ — постоянную решетки. В результате такого суммирования получаем

$$|S(\mathbf{Q} - \mathbf{k})|^2 = \frac{b_c^2}{d^2} N^{2/3} \frac{\Delta(\mathbf{Q}_{\parallel} - \mathbf{k}_{\parallel})}{D(\boldsymbol{\chi}, p'_{\perp} - k_{\perp})} + \frac{b_{\text{inc}}^2}{d^2} \frac{1}{1 - e^{-2\boldsymbol{\chi}d}}, \quad (10)$$

где $\Delta(\mathbf{Q}_{\parallel} - \mathbf{k}_{\parallel})$ — символ Кронекера, описывающий сохранение продольной составляющей квазиимпульса при когерентном рассеянии: $\mathbf{k}_{\parallel} = \mathbf{Q}_{\parallel} + 2\pi\boldsymbol{\tau}_{\parallel}$, а $D(\boldsymbol{\chi}, p'_{\perp} - k_{\perp}) = 1 - 2e^{-\boldsymbol{\chi}d} \cos(p'_{\perp} - k_{\perp})d + e^{-2\boldsymbol{\chi}d}$ описывает лишь приближенное сохранение нормальной компоненты: $D^{-1}(\boldsymbol{\chi}, p'_{\perp} - k_{\perp})$ имеет максимум при $k_{\perp} = p'_{\perp} + 2\pi\tau_{\perp}$, поскольку $\boldsymbol{\chi}d \lesssim p_0d \ll 1$. Выполняя теперь суммирование в (8) по квазиимпульсам фонона $\mathbf{k}_{\parallel}$ и интегрируя по $k_{\perp}$ с учетом

$$\frac{1}{N^{1/3}} \sum_{k_{\perp}} F(k_{\perp}) \frac{1}{D(\boldsymbol{\chi}, p'_{\perp} - k_{\perp})} \approx F(p'_{\perp}) \frac{d}{2\pi} \int \frac{dk_{\perp}}{D(\boldsymbol{\chi}, p'_{\perp} - k_{\perp})} \approx F(p'_{\perp}) \frac{1}{2\boldsymbol{\chi}d}, \quad (11)$$

для когерентной составляющей рассеяния получим

$$d\mu_c = |A(p)|^2 \frac{d^3 p'}{mp_\perp} \frac{b_c^2 \hbar^2}{2\pi d^3} \sum_j \frac{|\mathbf{Q} \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{Q}j}|}{2M\omega_{\mathbf{Q}j}} n_{\mathbf{Q}j} \delta(\omega - \omega_{\mathbf{Q}j}). \quad (12)$$

Интегрируя по всем импульсам рассеянных нейтронов $d^3 p'$ и учитывая, что $p^2 \lesssim p_0^2 \ll p'^2$, и поэтому $\mathbf{Q} = \mathbf{p}' - \mathbf{p} \approx \mathbf{p}'$, $\omega = \hbar(p'^2 - p^2)/2m \approx \hbar p'^2/2m$, для интегрального коэффициента неупругого рассеяния УХН, когерентной составляющей, находим выражение:

$$\mu_c = \frac{2p_\perp}{\kappa} \frac{b_c^2 n_0}{p_0^2} \frac{m}{M} \int d\Omega' \int_0^\infty p' d(p'^2) \sum_j \frac{|\mathbf{p}' \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{p}'j}|^2}{|\mathbf{p}'|^2} n_{\mathbf{p}'j} \delta\left(p'^2 - \frac{2m}{\hbar} \omega_{\mathbf{p}'j}\right). \quad (13)$$

Зная фононный спектр рассеивающего вещества $\omega_{\mathbf{k}j}$, находим поверхность рассеяния $\omega_{\mathbf{k}j} = \hbar k^2/2m$ и вычисляем коэффициент неупругого рассеяния μ_c (13). Для оценки рассмотрим ГЦК решетку меди [9] (для ловушек УХН часто используется медь). В этом случае импульсы рассеяния лежат во 2-й и 3-й зонах Бриллюэна, и поэтому рассеяние происходит как на продольных, так и на поперечных фононах. Полагая для оценки $\sum_j |\mathbf{p}' \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{p}'j}|^2/p'^2 \approx 1$, при комнатных температурах для коэффициента «поглощения» УХН получим

$$\eta_c = \frac{\kappa}{2p_\perp} \mu_c = b_c \frac{m}{M} \sum_i \frac{k_i n(\omega(k_i))}{\left|1 - 2m \left(\frac{d\omega}{dk^2}\right)\right|_{k=k_i}} \approx 2 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T, \text{K}}{300 \text{ K}}\right), \quad (14)$$

где $k_i = \sqrt{2m\omega(k_i)/\hbar} \approx (1,6; 1,8; 2,7) \text{ \AA}^{-1}$ — импульсы рассеяния и $b_c = 0,8 \times 10^{-12} \text{ см}$ — когерентная длина рассеяния в меди. Оценка (14) показывает, что η_c на порядок меньше наблюдаемого коэффициента $\eta_{\text{эксп}} \sim 2,3 \cdot 10^{-4}$ (за вычетом сечения захвата $\eta_a \sim 1,4 \cdot 10^{-4}$) [4].

Некогерентная часть однофононного рассеяния (8) согласно (10) записывается так

$$d\mu_{\text{inc}} = |A(p)|^2 \frac{d^3 p'}{mp_\perp} \frac{b_{\text{inc}}^2 \hbar^2}{2\pi d^3} \frac{1}{MN} \sum_{\mathbf{k}j} \frac{|\mathbf{Q} \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{k}j}|^2}{2\omega_{\mathbf{k}j}} n_{\mathbf{k}j} \delta(\omega - \omega_{\mathbf{k}j}). \quad (15)$$

Вводя спектральную плотность фононных состояний

$$\frac{1}{3N} \sum_{\mathbf{k}j} \rightarrow \int_0^{\omega_{\text{max}}} g(\omega) d\omega$$

и рассматривая кубическую решетку $|\mathbf{Q} \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{k}j}|^2 = Q^2/3$, с учетом условий рассеяния $Q^2 \approx p'^2$, $\omega \approx \hbar p'^2/2m$ для интегрального коэффициента (15) получаем выражение

$$\mu_{\text{inc}} = \frac{2p_\perp}{\kappa} \frac{\sigma_{\text{inc}} n_0}{p_0^2} \frac{m}{M} \int_0^{\omega_{\text{max}}} \sqrt{\frac{2m\omega}{\hbar}} g(\omega) n(\omega) d\omega, \quad (16)$$

где $\sigma_{\text{inc}} = 4\pi b_{\text{inc}}^2$ — некогерентное сечение рассеяния. Для оценки коэффициента «поглощения» перепишем (16) в виде

$$\eta_{\text{inc}} = \frac{\kappa}{2p_{\perp}} \mu_{\text{inc}} = \sigma_{\text{inc}} \frac{n_0}{p_0} \frac{m}{M} \frac{\overline{p'(T)}}{p_0}, \quad (16a)$$

где $\overline{p'(T)}$ — характерный импульс рассеяния, определяемый согласно (16). В области высоких температур, $kT \sim \hbar\omega_{\text{max}}$, $p' \sim 10^8 \text{ см}^{-1}$, и для чистых веществ, используемых для ловушек, $\eta_{\text{inc}} \sim (\sigma_{\text{inc}}/\sigma_c)\eta_c \ll \eta_c$, так как $\sigma_{\text{inc}} \ll \sigma_c$. Однако наличие примесей в поверхностном слое ловушки $l_{\text{эф}} \sim 1/2\kappa \sim 50 \text{ \AA}$ с малой массой, $M \sim m$, и большим сечением некогерентного рассеяния, $\sigma_{\text{inc}} \gtrsim \sigma_c$, может привести к заметному увеличению η_{inc} .

2. Неупругое рассеяние УХН на примесях

Рассмотрим сначала легкую сильносвязанную с решеткой примесь, когда можно считать, что спектральная плотность ее колебаний имеет максимум вблизи локальной частоты ω_0 : $g(\omega) \approx \delta(\omega - \omega_0)$. Тогда для коэффициента «поглощения» согласно (16) получим

$$\eta_{\text{im}} = \sigma_{\text{inc}} \frac{n_{\text{im}}}{p_0} \frac{m}{M_{\text{im}}} \frac{\sqrt{2m\omega_0/\hbar}}{p_0} n(\omega_0) = \frac{\sigma_{\text{inc}}}{4\pi b_c} \frac{n_{\text{im}}}{n_0} \frac{m}{M_{\text{im}}} \sqrt{\frac{2m\omega_0}{\hbar}} n(\omega_0). \quad (17)$$

Например, для примеси водорода в решетке меди при значениях постоянных $\sigma_{\text{inc}} \approx 80 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, $4\pi b_c \approx 10^{-11} \text{ см}$, $M_{\text{im}} = m$, $\omega_0 \approx 2\pi\nu_{\text{max}}$, $\nu_{\text{max}} = 7 \times 10^{-12} \text{ с}^{-1}$ и $\sqrt{2m\omega_0/\hbar} \approx 3,8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ получаем оценку

$$\eta_{\text{im}} = 3 \cdot 10^{-3} \frac{n_{\text{im}}}{n_0} n(\omega_0). \quad (17a)$$

Следовательно, при температуре $T \sim \hbar\omega_0/k \approx 350 \text{ К}$ примесный коэффициент поглощения η_{im} может быть сравним с $\eta_{\text{экср}} \approx 2,3 \cdot 10^{-4}$ при плотности водорода в поверхностном слое $n_{\text{im}}/n_0 \approx 0,15$.

В случае примеси водорода полезно рассмотреть и другой предельный случай: свободная примесь в виде газа с плотностью n_{im} , ввиду легкой подвижности водорода в веществе и определенной «рыхлости» поверхностного слоя. Модель двумерного газа водорода на поверхности была рассмотрена Игнатовичем и Сатаровым.

Возвращаясь к общей формуле (6) и рассматривая движение примеси в «газе» классически $\mathbf{R}_n(t) = \mathbf{R}_n(0) + \mathbf{v}t$, получим для коэффициента рассеяния выражение:

$$\mu_{\text{im}} = \frac{2p_{\perp}}{\kappa} \frac{b_{\text{inc}}^2}{p_0^2} n_{\text{im}} \int \frac{d^3 p'}{m} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{2\pi} e^{-i\omega t} \langle e^{-i\mathbf{p}'\mathbf{v}t} \rangle, \quad (18)$$

где при суммировании по начальным положениям примеси $\mathbf{R}_n(0)$ было учтено соотношение (4): $iQ_{\perp} R_{n\perp}(t) - iQ_{\perp}^* R_{n\perp}(0) \approx \kappa R_{n\perp}(0) + ip'_{\perp} v_{\perp} t$. Выполняя

усреднение в (18) с распределением Максвелла по скоростям примеси $\mathbf{v}$ и интегрируя по времени, получим обычную формулу для рассеяния нейтронов в газе (см., например, [8]):

$$\mu_{\text{им}} = \frac{2p_{\perp}}{\kappa} \frac{b_{\text{инс}}^2}{p_0^2} n_{\text{им}} \int \frac{d^3 p'}{m} \sqrt{\frac{M_{\text{им}}}{2\pi kT p'^2}} \exp\left(-\frac{M_{\text{им}} \omega^2}{2kT p'^2}\right). \quad (18a)$$

Интегрирование по импульсам рассеянных нейтронов в приближении $\omega \approx \hbar p'^2/2m$ дает коэффициент «поглощения» УХН при рассеянии на «газе» примесей

$$\eta_{\text{им}} = \frac{\kappa}{2p_{\perp}} \mu_{\text{им}} = \sigma_{\text{инс}} \frac{n_{\text{им}}}{p_0} \frac{m}{M_{\text{им}}} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{2kT M_{\text{им}}/\hbar}}{p_0}. \quad (19)$$

Следовательно, для «свободной» примеси водорода в решетке меди: $\sigma_{\text{инс}} = 20 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, $M_{\text{им}} = m$ и $\overline{p'} \approx 3,7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ (при $T = 300 \text{ K}$) получаем оценку:

$$\eta_{\text{им}} \approx 0,8 \cdot 10^{-3} \frac{n_{\text{им}}}{n_0} \sqrt{\frac{T}{300 \text{ K}}}. \quad (19a)$$

Эта оценка совпадает с (17a) для сильносвязанной примеси по величине, отличаясь лишь более слабой, корневой, зависимостью от температуры. Следовательно, при комнатных температурах характер связи примеси не играет существенной роли и важно лишь полное число примесей. В связи с этим для сопоставления полученных оценок с экспериментом формулы (17) и (19) удобно представить в другом виде

$$\eta_{\text{им}} = \sigma_{\text{инс}} n_{\parallel} 2n_{\perp} \frac{m}{M_{\text{им}}} \frac{\overline{p'(T)}}{p_0}, \quad (20)$$

где $n_{\parallel} = N_{\parallel}/L^2 = 1/d_{\parallel}^2$ — плотность примесей в одном слое, параллельном поверхности ловушки, $n_{\perp} = 1/2p_0 d_{\perp} \approx l_{\text{эф}}/d_{\perp}$ — число примесных слоев. Средний импульс рассеяния $\overline{p'(T)}$ определяется согласно (17) или (19). Пользуясь теперь вышеприведенными численными оценками в обоих случаях при $T = 300 \text{ K}$, получаем

$$\eta_{\text{им}} \approx (3 \div 1,5) \cdot 10^{-20} n_{\parallel} n_{\perp} \text{ см}^2 \approx (6 \div 3) \cdot 10^{-5} n_{\perp} \quad (20a)$$

при $n_{\parallel} \approx n_0^{2/3} \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ в случае меди. Следовательно, можно считать, что для объяснения нагревания УХН на примесях водорода достаточно $(4 \div 8)$ слоев водорода в поверхностном слое ловушки. Очевидно, что увеличение площади реальной поверхности по сравнению с плоской, L^2 , или эквивалентное увеличение плотности $n_{\parallel}$ примесей в одном слое, приведет к соответствующему уменьшению числа слоев $n_{\perp}$.

В заключение приведем оценку для других возможных механизмов нагревания УХН, рассмотренных нами ранее [7]: магнитного и квазиупругого рассеяния. Поскольку в этих процессах сечение рассеяния не зависит от

массы рассеивающих ядер, они могут давать заметный вклад на фоне неупругого ядерного рассеяния, если последнее подавляется большой массой ядер: $M \gg m$ в (13) или (16).

При магнитном рассеянии нейтрона на нескомпенсированном полном моменте атома $\mathbf{J} = 2\mathbf{S} + \mathbf{L}$ интегральное сечение рассеяния, согласно формулам (9) и (10) из работы [7], может быть записано в виде

$$\sigma_m \approx 4\pi(\tau_0\gamma)^2 \frac{\overline{p'(T)}}{p_0} \sim 3 \cdot 10^{-24} \frac{\overline{p'(T)}}{p_0} (\text{см}^2). \quad (21)$$

Средний импульс рассеянного нейтрона $\overline{p'(T)}$ зависит от модели рассеяния: при квазиупругом рассеянии на релаксирующем моменте атома $\overline{p'(T)}/p_0 \sim 1$, а при неупругом рассеянии с поглощением энергии $\hbar\omega = \varepsilon$ (ε — энергия мультиплетного расщепления) $\overline{p'(T)}/p_0 \approx \sqrt{\varepsilon/E_0} n(\varepsilon) \approx 10^2$ при температурах $kT \gtrsim \varepsilon$, когда число возбуждений $n(\varepsilon) \gtrsim 1$. Следовательно, неупругое магнитное рассеяние дает больший вклад в коэффициент поглощения УХН, чем квазиупругое и величина его

$$\eta_m \approx \sigma_m \frac{n_m}{p_0} = \frac{p_0 \sigma_m}{4\pi b_c} \frac{n_m}{n_0} \sim 3 \cdot 10^{-5} \frac{n_m}{n_0} \quad (21a)$$

может быть сравнима с неупругим ядерным рассеянием при достаточной концентрации магнитных примесей n_m/n_0 .

Квазиупругое ядерное рассеяние УХН в ловушке может быть обусловлено медленным, релаксационным движением рассеивающих ядер. В твердом теле это рассеяние сопровождается столь малой передачей энергии $\hbar\omega \sim E_0 \sim 10^{-7}$ эВ, что для тепловых нейтронов оно является упругим: $E_0/E_T \sim 10^{-4}$, но оно может приводить к нагреванию УХН до энергий $E' > E_0$ и выходу их из ловушки [10]. Интегральное сечение квазиупругого ядерного рассеяния согласно формуле (14) в [7] оценивается так

$$\sigma_{\text{qel}} \sim 4\pi b_{\text{inc}}^2 \frac{1}{2} \left(\frac{\overline{p'}}{p_0} \right)_{\text{qel}} \sim \sigma_{\text{inc}}, \quad (22)$$

так что для коэффициента «поглощения» получаем

$$\eta_{\text{qel}} \approx \sigma_{\text{qel}} \frac{n_{\text{im}}}{p_0} \approx \frac{p_0 \sigma_{\text{inc}}}{4\pi b_c} \frac{n_{\text{im}}}{n_0} \approx 10^{17} \sigma_{\text{inc}} \frac{n_{\text{im}}}{n_0}. \quad (22a)$$

Его величина сравнима с некогерентным неупругим рассеянием (16a) при $(m/M)(\overline{p'(T)}/p_0) \sim 1$, если концентрация квазиупруго рассеивающих ядер $n_{\text{im}}/n_0 \sim 1$. Как обсуждалось в [7], последнее условие может выполняться при релаксационном движении атомов в аморфных средах или на поверхности ловушки. В целом же квазиупругие процессы рассеяния дают малый вклад в коэффициент «поглощения» УХН.

Таким образом, проведенный в настоящей работе анализ неупругого рассеяния УХН в поверхностном слое ловушки показывает, что нагревание

УХН при когерентном и некогерентном, а также квазиупругом рассеянии мало, $\eta \lesssim 10^{-5}$, и не может объяснить малые времена хранения их, наблюдаемые в эксперименте. Наличие же примесей с малой массой и большим сечением некогерентного рассеяния в поверхностном слое ловушки приводит к заметному нагреванию УХН: при концентрации водорода порядка 20 % коэффициент поглощения достигает экспериментально наблюдаемой величины. Исследование температурной зависимости его в эксперименте позволило бы окончательно выяснить природу нагревания УХН в ловушках.

Авторы благодарны И. М. Франку, В. И. Лушикову и В. К. Федянину за обсуждения.

Список литературы

1. *Шапиро Ф. Л.* Доклад на Международной конференции по изучению структуры ядра с помощью нейтронов, Будапешт, 1972. Препринт ОИЯИ РЗ-7135. Дубна, 1973.
2. *Лушиков В. И.* // Труды II Международной школы по нейтронной физике, Алушта, 1974. Сообщение ОИЯИ ДЗ-7991. Дубна, 1974.
3. *Steyerl A., Trudstedt W. D.* // Z. Phys. 1974. Bd. 267. S. 379.
4. *Лушиков В. И.* Доклад на Международной конференции по взаимодействию нейтронов с ядрами, Лоуилл, США, 6–9 июля 1976 г.
5. *Игнатович В. К.* Препринт ОИЯИ Р4-8687. Дубна, 1975.
6. *Сатаров Л. М.* Автореферат кандидатской диссертации. М., 1976.
7. *Блохинцев Д. И., Плакида Н. М.* Препринт ОИЯИ Р4-9631. Дубна, 1976.
8. *Гуревич И. И., Тарасов Л. В.* Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965.
9. *Svensson E. C., Brockhouse B. N., Rowe J. M.* // Phys. Rev. 1967. V. 155. P. 619.
10. *Франк И. М.* Сообщение ОИЯИ ДЗ-7991. Дубна, 1974.

Рукопись поступила
в издательский отдел ОИЯИ
12 января 1977 г.

Комментарий. Недавние результаты по проблеме хранения ультрахолодных нейтронов (UCN — ultra cold neutrons) можно найти в обзоре: *Pokotilovskii Yu. N.* UCN anomaly and the possibility for further decreasing neutron losses in traps // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 554. P. 356–362.

Н. М. Плакида

Часть II

АКУСТИКА

16

РАБОТЫ Д. И. БЛОХИНЦЕВА ПО АКУСТИКЕ

Л. М. Лямшев

Дмитрий Иванович Блохинцев — автор фундаментальных теоретических исследований в области акустики неоднородной движущейся среды. Эти исследования выполнены им в годы Великой Отечественной войны (см. статьи 21–31 в данном издании).

Одной из важных практических задач в то время, как и в предвоенные годы, было создание акустических систем воздушного наблюдения. Радиолокация тогда еще не вышла из стен лабораторий, а потому широко применялись и разрабатывались акустические системы обнаружения самолетов, акустические устройства наведения и целеуказания. В годы войны Д. И. Блохинцев активно участвовал в теоретическом обосновании параметров таких устройств. В 1942–1943 гг. при его участии было разработано специальное ветрозащитное устройство для звукоулавливателей зенитных установок, которое успешно прошло испытания в одной из частей ПВО Москвы и было принято на вооружение¹.

Создание акустических систем воздушного наблюдения и целеуказания требовало глубокой теоретической проработки совершенно новых по тому времени, и не потерявших актуальность в настоящее время, фундаментальных вопросов распространения звука в движущейся неоднородной среде. Именно такую среду представляет собой атмосфера (океан). Эти вопросы оказались в центре внимания Д. И. Блохинцева. Следует заметить, что уже к концу тридцатых годов советские ученые занимали передовые позиции в акустике движущейся среды [2, 3].

Работы по акустике движущейся среды Дмитрий Иванович публикует в годы Великой Отечественной войны в ведущих физических журналах. Несколько позднее результаты своих исследований он обобщает в монографии «Акустика неоднородной движущейся среды», получившей широкую известность в СССР и за рубежом. В СССР она вышла в свет в 1946 г., а затем была издана в английском переводе в США. Эта книга до сих пор остается единственной в своей области² [4].

¹ Эта работа проводилась под руководством Ю. М. Сухаревского в Акустической лаборатории ФИАН [1].

² В 1981 г. вышло второе издание этой книги на русском языке: *Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды*. М.: Наука, 1981.

Рассматривая фундаментальные вопросы акустики неоднородной движущейся среды, Дмитрий Иванович подходил к ним с позиций проблемы, лежащей на границе между акустикой и гидродинамикой в широком смысле слова. Исходя из общих уравнений гидродинамики, он сформулировал систему уравнений акустики неоднородной движущейся среды, детально рассмотрел границы применимости этих уравнений и положил эти уравнения в основу теоретического исследования наиболее важных вопросов акустики движущейся среды.

Д. И. Блохинцев рассмотрел фундаментальные вопросы распространения звука в неоднородной движущейся среде. Он сформулировал основные уравнения геометрической акустики движущейся неоднородной среды. Опираясь на представления геометрической теории, рассмотрел основные закономерности распространения звука в атмосфере. Им развита первоначальная теория рассеяния звука турбулентностью, в основу которой была положена, ставшая теперь классической, теория локально-однородной турбулентности Колмогорова–Обухова. Им заложены основы теоретических представлений о генерации шума потоком газа; сформулированы условия излучения звука потоком и введено понятие псевдозвука, ставшее теперь общепринятым; ему принадлежат также теоретические исследования вихревого звука.

Дмитрий Иванович одним из первых обратил внимание на то, что расчет рассеяния и генерации звука турбулентным потоком может быть сведен к отысканию решения неоднородного волнового уравнения, правая часть которого должна описывать источники звука, порождаемые турбулентностью. Правая часть уравнения не была выписана им в явной форме. Однако основываясь на анализе размерностей, Дмитрий Иванович показал, что интенсивность турбулентного шума свободного потока должна изменяться в зависимости от скорости потока (числа Маха) по закону восьмой степени. Этим он предвосхитил аналогичные и широко теперь известные результаты, полученные английским ученым Лайтхиллом, которому позднее (1952–1954 гг.) удалось написать неоднородное волновое уравнение генерации звука турбулентностью, правая часть которого была выписана им в явном виде. Рассматривая теоретически проблему генерации звука турбулентными струями и пользуясь анализом размерностей, Лайтхилл пришел к аналогичному, как Д. И. Блохинцев, выводу о степенной зависимости интенсивности турбулентного шума от изменения скорости потока и квадрупольном характере источников шума [5].

Дмитрий Иванович создал основы теории вихревого шума, возникающего при обтекании тела потоком газа или жидкости. Рассматривая поле вихревого звука, возникающего при обтекании потоком длинного цилиндра или пластинки, Дмитрий Иванович применил в процессе расчета физически очень прозрачный подход. Звуковое поле в волновой зоне он представил в интегральном виде, пользуясь формулой Кирхгофа для уравнения акустики однородной движущейся среды. Поле в непосредственной близости от цилиндра в неволновой зоне он выразил через решения уравнений гидродинамики несжимаемой жидкости, а затем «сшил» эти решения. Близкий метод решения применялся Л. Д. Ландау к расчету поля акустических излу-

чателей произвольной формы с малыми, по сравнению с длиной звуковой волны, размерами (см. в книге [6]). В настоящее время в теории генерации шума потоком для решения некоторых задач применяется метод, получивший в механике жидкости и газа название метода сращиваемых асимптотических разложений, идейная сторона которого близка к подходу Д. И. Блохинцева, развитому им в теории вихревого звука [7].

Опираясь на систему уравнений акустики неоднородной движущейся среды и обобщенную формулу Кирхгофа, Дмитрий Иванович рассмотрел основные закономерности излучения звука источником, движущимся равномерно или произвольным образом с дозвуковой или сверхзвуковой скоростью. На основе представлений о поле движущегося источника звука и известных к тому времени работ [8, 9] он проанализировал особенности шума винта самолета.

Дмитрием Ивановичем получены также в довольно общем виде формулы для эффекта Допплера в акустике. Он заложил основы теории работы приемника звука, помещенного в поток, и проанализировал характерные физические явления, происходящие при обтекании приемника потоком, рассмотрев фундаментальные теоретические вопросы ветрозащиты приемника звука от вихреобразования и от пульсаций скорости набегающего потока. Именно результаты этих теоретических исследований были положены в основу создания ветрозащитных устройств звукоулавливателей, упомянутых выше и принятых на вооружение в период Великой Отечественной войны.

В этом разделе публикуются избранные работы Д. И. Блохинцева по акустике движущейся неоднородной среды. Для того чтобы читатель имел возможность в случае необходимости получить представление в известной мере о современном положении дела в этой области, публикуемые работы снабжены небольшими примечаниями со ссылками на некоторые более поздние работы.

Список литературы

1. Вул Б. М. ФИАН — обороне Родины // Вестн. АН СССР. 1975. Т. 4. С. 34–41.
2. Андреев Н. Н., Русаков И. Г. Акустика движущейся среды. Л.–М.: ГТТИ, 1934.
3. Константинов Б. П. О гидродинамическом звукообразовании и распространении звука в ограниченной среде. Докт. дис. Казань: ФИАН, 1942. См. также: Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде. Л.: Наука, 1974.
4. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.–Л.: ОГИЗ; Гостехиздат, 1946.
5. Lighthill J. On Sound Generated Aerodynamically // Proc. Roy. Soc. A. 1952. V. 211, No. 5. P. 564–573.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Физматгиз, 1952.
7. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1967.
8. Гутин Л. Я. О звуковом поле вращающегося воздушного винта // ЖТФ. 1936. Т. 4. С. 451–458.
9. Непомнящий Е. А. Исследования и расчет звука воздушного винта // Тр. ЦИАМ. Оборонгиз, 1941.

ОБ ОСНОВОПОЛАГАЮЩИХ РАБОТАХ Д. И. БЛОХИНЦЕВА ПО АКУСТИКЕ НЕОДНОРОДНОЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЫ*

Е. М. Жмулин

Бурное развитие авиационного транспорта в истекшие три десятилетия, освоение космоса, создание летательных аппаратов с небывало высокими уровнями энерговооруженности поставили на повестку дня проблему борьбы с вредным воздействием шума на экипаж, пассажиров, обслуживающий персонал и население в зонах эксплуатации, а также проблему акустической усталостной прочности конструкций при мощных нестационарных воздействиях в широком диапазоне частот.

За это же время сформировалась новая область науки — авиационная акустика, задачами которой являются практическая разработка и осуществление мероприятий по снижению вредных воздействий шумов на человека и конструкции летательных аппаратов, медико-биологические исследования влияния шума на организм человека, нормирование уровней шумов на местности и внутри летательных аппаратов, разработка новых звукопоглощающих и звукоизолирующих материалов и конструкций и другие.

Наиболее сложным и важным направлением в этой области является аэроакустика, зародившаяся на границе аэродинамики и классической акустики. Аэроакустика обобщает результаты изучения природы аэродинамической генерации звука, его распространения в движущейся неоднородной среде и занимается разработкой методов снижения уровней шума в источнике.

Аэроакустика опирается на фундамент ряда отраслей науки, таких как линейная и нелинейная акустика, нестационарная аэродинамика, гидродинамика, теория турбулентности, гидродинамическая теория устойчивости течений.

Диапазон задач аэроакустики весьма широк: от изучения обтекания решетки комнатного кондиционера и обеспечения необходимого акустического комфорта до исследований истечения газовых струй двигателей космического корабля с целью создания надежных конструкций.

В настоящее время на этом пути достигнуты значительные успехи: решен ряд теоретических задач, разработаны принципы снижения аэрошумов, намечены пути создания малозумных летательных аппаратов.

В аэроакустике, у нас и за рубежом, сложились мощные коллективы специалистов, в эту область науки пришли крупные ученые-аэродинамики,

* Труды семинара, посвященного 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева (Дубна, 23 янв. 1983 г.). ОИЯИ, 85-570. Дубна, 1986. С. 141.

созданы, проектируются и осуществляются специальные экспериментальные установки, разрабатываются специфические методы и системы измерения и обработки результатов экспериментов, непрерывно возрастает количество публикуемых работ и монографий.

Весьма высоки темпы развития аэроакустики: непрерывно повышается ее практическая значимость, расширяется ее востребованность при развитии смежных областей науки. Если несколько лет назад использовались линеаризованные уравнения для описания аэроакустических процессов, то в настоящее время возросшие уровни звука поставили в повестку дня задачу разработки действительно нелинейной теории аэроакустики. Если в течение более полувека аэродинамики обходились решениями уравнений Рейнольдса, основанными на полумпирических теориях турбулентности, и этого было достаточно для оценки сил, действующих на обтекаемое потоком тело, то сегодня аэроакустика требует знания закономерностей пространственно-временных кинематических и динамических характеристик турбулентных течений.

Таково в общих чертах состояние аэроакустики на сегодняшний день.

История развития аэроакустики помнит не слишком большое число ученых, оставивших в ней заметный след. В трудах классиков естествознания — Гельмгольца, Кирхгофа и Рэлея — в конце XIX столетия был только намечен теоретический подход к задачам акустики движущейся среды и аэродинамической генерации звука. Однако из-за отсутствия потребностей общества это направление не получало дальнейшего развития в течение более полувека.

Практическое приложение и развитие аэроакустики началось в 30-е годы нашего столетия, после выхода работ Н. Н. Андреева и И. Г. Русакова [1], Л. Я. Гутина [2], Е. Я. Юдина [3] по некоторым вопросам распространения звука в воздушном потоке, отдельным источникам аэродинамического шума.

В 1946 г. появилась книга в скромном сером переплете, на котором было напечатано: «Д. И. Блохинцев. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Гостехиздат», содержащая теоретические итоги интенсивной работы Д. И. Блохинцева до начала и во время Великой Отечественной войны по вопросам возникновения звука в потоке и его распространения в атмосфере. Практические выводы его исследований принесли большую пользу при разработке комплексов обнаружения вражеских самолетов.

В предисловии к книге Д. И. Блохинцев пишет: «Практические проблемы, вызванные Великой Отечественной войной, порождали проблемы теоретические... В акустике интересы сосредоточивались вокруг проблем распространения звука в неоднородной и движущейся среде, так как именно такие среды представляют собой атмосфера, вода морей и рек; а также вокруг проблем и задач, связанных с движущимися источниками и приемниками звука. Эти проблемы являются смежными: они лежат на границе между акустикой и гидродинамикой в широком смысле слова.

Между тем выяснилось, что именно эти стороны дела либо слабо разработаны теоретически и экспериментально, либо мало популярны среди акустиков».

Здесь в нескольких фразах Д. И. Блохинцева четко сформулированы роль и место будущей аэроакустики и состояние ее как науки в пятидесятые годы.

Книга сразу получила широкую известность у нас и за рубежом, она была переведена и издана в США и стала библиографической редкостью.

Книга не потеряла своей актуальности и сейчас, она широко используется специалистами в практической деятельности. Поэтому по предложению Центрального аэрогидродинамического института им. проф. Н. Е. Жуковского, сотрудником которого в молодые годы был Д. И. Блохинцев и о чем он сохранил самые приятные воспоминания¹, в 1981 г., через 35 лет после выхода в свет первого издания книги, она была переиздана в СССР в издательстве «Наука». В предисловии ко второму изданию академик Г. П. Свищев пишет: «Учитывая, что книга Д. И. Блохинцева не потеряла своей актуальности сейчас, и выводы ее широко используются специалистами в практической деятельности, было решено, исправив замеченные опечатки, переиздать ее без изменения, как одну из фундаментальных работ в области аэроакустики».

Книга Д. И. Блохинцева вошла в золотой фонд мировой науки, стала классикой.

В книге впервые изложены теоретические основы акустики движущейся среды, рассмотрены вопросы распространения звука в атмосфере, работы приемников звука в потоке движущейся среды, возбуждения резонаторов потоком, излучения звука телом, движущимся со сверхзвуковой скоростью.

Д. И. Блохинцев впервые получил конвективное волновое уравнение, описывающее распространение звука в неоднородном потоке идеальной среды, которое сегодня в аэроакустике называется *уравнением Блохинцева*

$$\left[\frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{c^2} \frac{D}{Dt} \right) - \frac{1}{c^2} \frac{Dv_i}{Dt} \frac{\partial}{\partial x_i} - \nabla^2 \right] \dot{\varphi} = 0, \quad (1)$$

где $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x_i}$, $c^2 = c_0^2 - \frac{\gamma - 1}{2} v^2$, $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, φ — потенциал акустических возмущений, $\dot{\varphi} = \frac{\partial \varphi}{\partial t}$, c — скорость распространения малых возмущений в среде, $\mathbf{v}$ — скорость основного потока, v_i — ее компоненты, x_i — координаты.

В отличие от волнового уравнения Даламбера, описывающего распространение звуковых волн в неподвижной среде, уравнение Блохинцева указывает на взаимодействие возмущений с основным потоком даже в линеаризованном виде.

С помощью этого уравнения Д. И. Блохинцевым и его последователями был рассмотрен ряд задач акустики неоднородной движущейся среды. В настоящее время с помощью этого уравнения получены важные результаты при решении задач о распространении звука в каналах с потоком. Особенно актуальным это оказалось в связи с проблемой снижения шума пассажирских самолетов на местности. На базе уравнения Блохинцева удалось сформулировать принципы оптимизации параметров глушителей шума силовых установок самолетов, которые получили широкое практическое применение при создании нового поколения малолетных пассажирских самолетов.

¹ Нет документального подтверждения того, что Д. И. Блохинцев был сотрудником этого института.

Д. И. Блохинцевым была решена задача о распространении звука над земной поверхностью при наличии ветра, ему принадлежат также первые работы о распространении звука в турбулентной атмосфере.

Д. И. Блохинцев был первым, кто обобщил результаты классической геометрической акустики на случай неоднородной движущейся среды. На базе этого обобщения он впервые получил правильное выражение для плотности потока звуковой энергии в движущейся среде. Блохинцеву удалось с более общих позиций решить весьма актуальную для того времени задачу о шуме воздушных винтов самолетов. Эти результаты не утратили своей ценности до настоящего времени. Особенно они стали актуальными сейчас в связи с проблемой создания малошумных многолопастных винтов для нового поколения пассажирских винтовых самолетов и вертолетов.

Труды Д. И. Блохинцева стали отправным пунктом в развитии современной теории аэродинамической генерации звука, которая базируется на неоднородном аналоге упомянутого выше уравнения Блохинцева:

$$\left[\frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{c^2} \frac{D}{Dt} \right) - \frac{1}{c^2} \frac{Dv_i}{Dt} \frac{\partial}{\partial x_i} - \nabla^2 \right] B = \operatorname{div} \left([\Omega \times \mathbf{v}] - T \nabla S \right) - \frac{1}{c^2} \frac{D\mathbf{v}}{Dt} \cdot \left([\Omega \times \mathbf{v}] - T \nabla S \right) - \frac{1}{c_p} \left(\frac{1}{\gamma - 1} \frac{D^2 S}{Dt^2} + \frac{\partial}{\partial t} \frac{DS}{Dt} \right), \quad (2)$$

где B — энтальпия торможения, S — энтропия, Ω — завихренность, $\mathbf{v}$ — скорость, T — температура.

Отметим, что в левой части этого уравнения стоит по форме тот же самый волновой оператор, что и в уравнении Блохинцева (1), однако теперь он действует на энтальпию торможения B — термодинамическую величину, которая играет роль основной акустической переменной и через нее достаточно просто выражаются акустические давление и скорость. Таким образом, левая часть этого уравнения описывает распространение звука в неоднородном потоке, а правая часть, зависящая от завихренности и градиентов энтропии, отождествляется с источниками звука, порождаемыми самим потоком.

При определенных условиях нестационарный поток жидкости или газа сам является источником звука. Образование вихрей и их нестационарное движение в неоднородном поле течения, которое имеет место при обтекании тел, а также при истечении в покоящуюся или движущуюся среду, является основной причиной генерации звука. Процесс образования вихрей непосредственно связан с вязкостью среды и теплопроводностью.

Сложные и далеко не понятые до сих пор явления, которые называются турбулентностью, происходящие в пограничных слоях около обтекаемых тел или в свободных слоях смешения, приводят к непрерывной генерации вихрей и к турбулизации потока. Это ведет к установлению такого состояния среды, при котором имеется нестационарный завихренный поток.

Вследствие сжимаемости среды часть энергии этого нестационарного потока излучается в виде акустических волн.

С точки зрения аэродинамической генерации звука важную роль играют также тепловые процессы, протекающие в потоках.

Энтропийные неоднородности, с одной стороны, индуцируют дополнительную завихренность и, с другой, непосредственно генерируют звук.

Уравнение (2), именуемое в настоящее время *уравнением Блохинцева–Хоу*, является основным в современной теории аэродинамической генерации звука. Используя это уравнение, удалось рассмотреть и решить ряд довольно трудных задач генерации звука вихревым движением сплошной среды.

Уравнение Блохинцева–Хоу дополняется уравнением Гельмгольца для завихренности и уравнением баланса энтропии.

В современной аэроакустике на основе анализа этой системы уравнений сформулировано фундаментальное представление о том, что всякое нестационарное движение газа есть суперпозиция трех видов или компонент движения: акустического потенциального или волнового, вихревого и теплового. В силу нелинейности уравнений компоненты движения взаимодействуют между собой, приводя к взаимопревращению движений.

Другими словами, сущность этого представления состоит в том, что все разнообразие наблюдаемых при нестационарном движении газа явлений можно представить в виде взаимодействия акустической, вихревой и энтропийной компонент движения.

Если рассматривать нестационарное движение как *малое возмущение* относительно однородного стационарного основного движения среды и провести линеаризацию указанной системы, то полученные линейные уравнения для потенциала возмущения, завихренности и энтропии становятся независимыми, что означает отсутствие взаимодействия между основными компонентами.

В этой связи следует отметить, что Д. И. Блохинцев еще до 1946 года, рассматривая задачу о работе приемника звука, движущегося со сверхзвуковой скоростью, а следовательно, о физических характеристиках звуковой волны, прошедшей через ударную головную волну, обнаружил, что за ударной волной, помимо усиленной по амплитуде акустической волны, распространяется волна, в которой имеют место изменения энтропии и плотности, но нет изменения давления. Эта волна, переносящаяся со скоростью среды, была им названа энтропийной. Таким образом, им были обнаружены две из трех компонент движения на 12 лет ранее публикаций по этому вопросу за рубежом.

В последние годы жизни Д. И. Блохинцев возвратился к проблемам аэроакустики и решил переработать и переиздать книгу с учетом последних достижений в этой области. Он был полон творческих сил и энергии.

Зная Д. И. Блохинцева, мы были вправе ждать от него новых оригинальных решений, новых фундаментальных открытий. Но неумолимые законы природы не дали возможности завершить задуманное.

Имя Д. И. Блохинцева — пионера аэроакустики — навсегда будет внесено в историю советской науки и техники.

Список литературы

1. Андреев Н. Н., Русаков И. Г. Акустика движущейся среды. Л., М.: ГТТИ, 1934.
2. Гутин Л. Я. О звуковом поле вращающегося винта // ЖТФ. 1936. Т. 6, вып. 5.
3. Юдин Е. Я. О вихревом шуме вращающихся стержней // ЖТФ. Т. 14, вып. 9. С. 1044.
4. Мунин А. Г., Кузнецов В. М., Леонтьев Е. А. Аэродинамические источники шума. М.: Машиностроение, 1981.

СУДЬБА КНИГИ*

В. С. Петровский

В 1981 году вышла в свет вторым изданием книга Д. И. Блохинцева «Акустика неоднородной движущейся среды».

Первое издание этой книги появилось в 1946 году сразу же после окончания Великой Отечественной войны. Итак, второе издание — через 35 лет после первого, а если еще учесть, что оно ничем не отличается от первого, то сам по себе этот факт говорит о том, что книга обладает устойчивостью, благодаря которой она выдержала испытание временем. И каким временем! Временем бурного развития науки и техники, когда многие публикации, статьи и книги нередко устаревают в процессе их издания. Такое долгожительство — удел фундаментальных работ.

Интересна судьба этой книги. Основные ее результаты получены автором в годы Великой Отечественной войны, в период 1942–1945 гг., когда многие выдающиеся советские физики работали над проблемами обороны страны. Так, широко известны работы А. П. Александрова и И. В. Курчатова по защите советских кораблей от немецких магнитных мин. Д. И. Блохинцев в книге, выпущенной после войны, обобщил свои работы, связанные с проблемами обнаружения самолетов по их шуму с помощью так называемых звукоулавливателей.

Назначением книги определен круг рассматриваемых теоретических задач и экспериментальных исследований. Выбранные задачи касались двух аспектов: с одной стороны, механизма генерирования шума, с другой — методов и средств его приема. Сюда относятся, в частности, такие вопросы, как излучение звука пропеллером, распространение звука в турбулентной среде, возбуждение резонаторов потоком и методы снижения такого возбуждения, ветрозащита приемников звука от крупно- и мелкомасштабных флуктуаций набегающего потока, и ряд других.

Однако уже к концу войны, с развитием радиолокационных средств обнаружения воздушных целей, акустические методы стали техническим анахронизмом. Поэтому вышедшая в 1946 году книга Д. И. Блохинцева имела, как казалось, лишь ретроспективное значение. Все без исключения специалисты отдавали должное ее высокому теоретическому уровню, однако многие не усматривали возможности для ее дальнейшего практического применения. Очень скоро, буквально в начале 50-х годов, в связи с бурным ростом

* Газета «Дубна — наука, содружество, прогресс». № 29. 28 июля 1982 г. Труды семинара, посвященного 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева (Дубна, 23 янв. 1983 г.). ОИЯИ, 85-570. Дубна, 1986. С. 147.

скоростей реактивной авиации, сопровождающимся столь же интенсивным увеличением так называемого аэродинамического шума, интерес к работе Д. И. Блохинцева стал возрастать; обнаружилась исключительная научная перспективность изложенных в ней взглядов.

Можно без преувеличения сказать, что в период с 1950 года и по настоящее время ни одна отечественная или зарубежная работа в области физики шума турбулентного пограничного слоя, возникающего на фюзеляжах современных реактивных лайнеров, или шума реактивных струй их двигателей не обходится без ссылок на книгу Д. И. Блохинцева. Для примера укажем, что общетеоретический раздел одной из последних обобщающих работ этого направления (*Голдстейн М. Б. Аэроакустика: Пер. с англ. — М.: Машиностроение, 1981*) построен в форме развития положений работы Д. И. Блохинцева.

Интересен следующий факт. Автор этих строк обратил в 1978 году внимание Д. И. Блохинцева на отмеченную особенность судьбы его книги. Дмитрий Иванович сказал, что, как ему казалось, книга всеми давно позабыта, а сам он о ней если и вспоминает, то с чувством ностальгии по своей научной молодости. Он попросил подготовить ему список работ, в которых даются ссылки на его книгу. На это я ответил, что придется переписать обширную картотеку, насчитывающую много сотен (!) наименований. Тогда же возникла идея переиздать книгу в дополненном и расширенном варианте.

В чем же, на наш взгляд, значение книги Д. И. Блохинцева? Прежде всего, в ее фундаментальности, глубокой идейной насыщенности, в постановке ряда проблем, над решением которых будет, вероятно, трудиться еще не одно поколение специалистов, в том, наконец, что, как всякая по-настоящему глубокая теоретическая работа, она сама по себе стала со временем источником многих прикладных научных ответвлений.

Размеры газетной статьи не позволяют проиллюстрировать сказанное многими примерами. Остановлюсь на одном. Дмитрий Иванович ввел чрезвычайно плодотворное понятие о псевдозвуке как явлении, обладающем формальными признаками звука, но не связанном с сжимаемостью среды, а потому не являющимся акустическим процессом. В отдельных своих проявлениях псевдозвук отождествляется с волнами Рэлея или с френелевской зоной излучения в электродинамике (хотя и не сводится к этим явлениям). Развивая это представление, Дмитрий Иванович сформулировал теорему, определяющую условие, необходимое и достаточное для генерирования звука при движении тела в жидкости или при движении самой жидкости. И хотя в формулировке этих условий нет прямого упоминания об аналогии между генерированием звука движущимся телом и генерированием электромагнитного излучения движущимися заряженными элементарными частицами, однако дальнейшее исследование этого вопроса привело к выводу, что в основе всякого излучения, в том числе акустического, лежат явления, аналогичные эффекту Вавилова-Черенкова.

При этом для генерирования звука совершенно не обязательно наличие физической сверхзвуковой скорости, достаточно, чтобы в спектре фазовых скоростей была компонента со скоростью больше скорости звука, или скоро-

сти изгибных колебаний в данной материальной среде. Так идеи Д. И. Блохинцева, подчеркнув единство физических представлений аэродинамики, акустики и электродинамики, положили начало весьма плодотворной, акустико-электродинамической аналогии. Приведенный пример вместе с тем иллюстрирует то, как классические результаты фундаментальных наук (в силу своей фундаментальности) становятся основой технических приложений.

В предисловии ко второму изданию книги Д. И. Блохинцева в качестве обоснования ее переиздания сказано, что она «не потеряла своей актуальности». Представляется, что по отношению к рассматриваемой книге термин «актуальность» не исчерпывает существа вопроса. Книга Д. И. Блохинцева — это классический труд, посвященный интенсивно развивающемуся разделу физики, и содержащиеся в ней идеи существенно дополнили наши знания в этой области.

КОЛЕБАНИЯ СИСТЕМЫ СВЯЗАННЫХ ИСТОЧНИКОВ ЗВУКА И РЕЗОНАТОРОВ*

Получены уравнения, управляющие движением связанных акустических вибраторов, и рассматриваются их основные свойства.

§ 1. Математическая формулировка задачи

Пусть мы имеем несколько тел, поверхности которых совершают нормальные перемещения со скоростью $\dot{\xi}_1$ (первое тело), $\dot{\xi}_2$ (второе тело), ..., $\dot{\xi}_f$ (f -е тело). Мы можем также предполагать, что перемещения совершаются не всей поверхностью тела, а только его частью, или, наконец, что часть поверхности тела есть отверстие резонатора.

Существенно, что мы будем считать наши резонаторы-источники системами с конечным числом степеней свободы.

Предварительно будем рассматривать скорости $\dot{\xi}_1, \dot{\xi}_2, \dots, \dot{\xi}_f$ как заданные функции времени. Так как достаточно рассматривать одну гармонику, то мы будем считать выполненными соотношения $\dot{\xi}_s = i\omega\xi_s$, $\ddot{\xi}_s = -\omega^2\xi_s$ и т. д.

Соответственно заданным значениям скоростей, потенциал φ должен удовлетворять на поверхности s -го тела условиям

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)_s = -\dot{\xi}_s, \quad (1)$$

где $s = 1, 2, \dots, f$.

Волновое уравнение

$$\nabla^2\varphi + k^2\varphi = 0, \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (2)$$

при заданных значениях $\dot{\xi}_s$ на поверхности тел и при надлежащих условиях на бесконечности имеет единственное решение. Отсюда и из линейности задачи следует, что φ есть линейная функция скоростей:

$$\varphi(x, y, z, t) = \sum_{s=1}^f \varphi_s(x, y, z) \dot{\xi}_s. \quad (3)$$

* ЖТФ. 1942. Т. 12, вып. 6. С. 317–323.

Давление p в любой точке определяется формулой

$$p = \rho_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \rho_0 \sum_{s=1}^f \varphi_s(x, y, z) \ddot{\xi}_s. \quad (4)$$

Сила, действующая на подвижном участке поверхности r -го тела, будет равна $-p_r \sigma_r$, где p_r — среднее давление на этом участке, а σ_r — площадь участка. Из (3) получаем

$$p_r \sigma_r = \sum_{s=1}^f a_{rs} \ddot{\xi}_s, \quad (5)$$

где

$$a_{rs} = \rho_0 \int \varphi_s(x, y, z) d\sigma_r, \quad (6)$$

причем интеграл берется по подвижному участку поверхности r -го тела. Если мы теперь обозначим через M_r массу этого участка, через K_r^2 упругость, обуславливающую колебания участка, и, наконец, через f_r — коэффициент трения, то уравнение, описывающее колебания r -го участка, принимает вид

$$M_r \ddot{\xi}_r + f_r \dot{\xi}_r + K_r^2 \xi_r = - \sum_{s=1}^f a_{rs} \ddot{\xi}_s + Q_r, \quad (7)$$

где Q_r — возможная внешняя сила. В случае наличия внешних сил ($Q_r \neq 0$), частота действительна и мы можем представить a_{rs} в виде суммы двух слагаемых

$$a_{rs} = M_{rs} + i \frac{f_{rs}}{\omega}, \quad (8)$$

где M_{rs} и f_{rs} действительны. Теперь (7) можно записать в более привычной форме

$$(M_r + M_{rr}) \ddot{\xi}_r + (f_r + f_{rr}) \dot{\xi}_r + K_r^2 \xi_r = - \sum_{\tau \neq r} M_{r\tau} \ddot{\xi}_\tau - \sum_{\tau \neq r} f_{r\tau} \dot{\xi}_\tau + Q_r. \quad (9)$$

Сумма $(M_r + M_{rr})$ будет полной массой r -го вибратора, включая массу увлекаемого воздуха M_{rr} , а $(f_r + f_{rr})$ будет коэффициентом трения, включающим трение, обусловленное радиацией (f_{rr}). Члены, стоящие справа (кроме Q_r), описывают взаимодействие вибраторов¹.

¹ Уравнения (7) могут быть без труда обобщены на случай, когда каждое тело имеет несколько колеблющихся участков поверхности, колебания которых связаны между собой. Можно, например, считать, что среди величин a_{rs} имеются обусловленные не колебанием воздуха, а другими причинами (например, упругой связью). Этот последний случай позволяет перейти к непрерывному распределению колеблющихся участков поверхности тела (мембрана и т. п.). Тогда вместо системы обыкновенных дифференциальных уравнений для конечного числа переменных ξ_s мы получим интегродифференциальное уравнение в частных производных.

Коэффициенты связи a_{rs} удовлетворяют условию симметрии

$$a_{rs} = a_{sr}. \quad (10)$$

В самом деле, для любых двух решений u и v уравнения (2) мы можем написать

$$\int \left(u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n} \right) d\sigma = 0. \quad (11)$$

Полагая здесь $u = \varphi_s \dot{\xi}_s$, $v = \varphi_r \dot{\xi}_r$ и замечая, что $-\partial\varphi_r/\partial n$ на поверхности r -го тела равно 1, а на поверхности остальных тел равно 0, и также $-\partial\varphi_s/\partial n$ на поверхности s -го тела равно 1, а на поверхности остальных — 0, мы получаем

$$\dot{\xi}_s \dot{\xi}_r \int \varphi_s d\sigma_r - \dot{\xi}_r \dot{\xi}_s \int \varphi_r d\sigma_s + \dot{\xi}_s \dot{\xi}_r \int \left(\varphi_s \frac{\partial \varphi_r}{\partial n} - \varphi_r \frac{\partial \varphi_s}{\partial n} \right) d\sigma = 0, \quad (12)$$

где последний интеграл распространен по удаленной поверхности, ограничивающей систему. Без существенных ограничений определяя его как предел интеграла при исчезающе малой абсорбции, мы можем считать этот интеграл равным нулю. Учитывая (12) и (6), получаем (10). Соотношение (10) есть выражение взаимности: сила $F_{rs} = -a_{rs}\dot{\xi}_s$, действующая на поверхности r -го тела со стороны поверхности s -го тела, имеющей скорость $\dot{\xi}_s$, такая же, как сила F_{sr} , действующая на поверхность s -го тела со стороны r -го тела, если поверхность последнего движется со скоростью $\dot{\xi}_r = \dot{\xi}_s$.

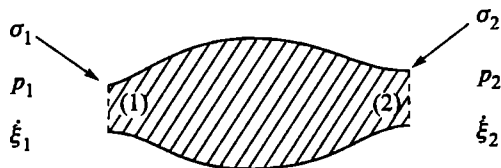


Рис. 1

Частный случай этой взаимности известен в акустике под названием формулы «четырёхполюсника». В самом деле, применяя (10) к системе, изображенной на рис. 1, мы находим, что при равных площадях отверстий ($\sigma_1 = \sigma_2$) давление p_2 , создаваемое в отверстии (2) колебаниями в отверстии (1), происходящими со скоростью $\dot{\xi}_1$, такое же, как давление p_1 , создаваемое в отверстии (1) колебаниями в отверстии (2), происходящими со скоростью $\dot{\xi}_2 = \dot{\xi}_1$.

§ 2. Закон сохранения энергии

Пусть рассматриваемая нами система резонаторов ($Q_r = 0$) и источников ($Q_r \neq 0$) находится внутри ограниченного объема Ω . Возьмем сферу радиуса R ($R^3 \gg \Omega$). Через эту сферу будет протекать излучаемая системой звуковая энергия.

Энергия, заключенная внутри этой сферы, складывается из энергии колебаний воздуха

$$E_a = \int_{R^3} \frac{1}{2} \rho_0 \left(\nabla \varphi^2 + \frac{1}{c^2} \dot{\varphi}^2 \right) d\tau \quad (13)$$

и из механической энергии наших источников и резонаторов E_m . Изменение энергии воздуха в единицу времени равно потоку звуковой энергии

$$\frac{dE_a}{dt} = - \int v_n p d\sigma, \quad (14)$$

где $v_n = -\partial\varphi/\partial n$ есть скорость колебаний воздуха, а p — давление. Интеграл распространен по поверхностям всех тел и по внешней, удаленной поверхности. Часть интеграла, относящаяся к поверхности тел, может быть выражена через давления на поверхности тел p_r и скорости $\dot{\xi}_r$. Так как у нас скорости и давления даны в комплексном виде, то удобнее переписать (14) для средних, по периоду колебания, величин. Имея в виду, что $\overline{v_n p} = (\dot{v}_n^* p + v_n p^*)/2$ и что на поверхности r -го тела $v_n = -\dot{\xi}_r$, мы получаем

$$\frac{d\overline{E_m}}{dt} = -\overline{S} + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \left(\dot{\xi}_r^* a_{rs} \ddot{\xi}_s + \dot{\xi}_r a_{rs}^* \ddot{\xi}_s^* \right), \quad (15)$$

где S — поток излучаемой энергии.

С другой стороны, среднее изменение механической энергии $\overline{dE_m}/dt$ получим, умножая уравнения (7) на $\dot{\xi}_r^*$, сопряженные уравнения на $\dot{\xi}_r$ и суммируя результаты по r :

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{E_m}}{dt} &= \frac{1}{2} \sum_r \left[M_r (\dot{\xi}_r^* \ddot{\xi}_r + \dot{\xi}_r \ddot{\xi}_r^*) + K_r^2 (\dot{\xi}_r^* \dot{\xi}_r + \dot{\xi}_r \dot{\xi}_r^*) \right] = \\ &= \overline{A} - \overline{\Phi} - \frac{1}{2} \sum (\dot{\xi}_r^* a_{rs} \ddot{\xi}_s + \dot{\xi}_r a_{rs}^* \ddot{\xi}_s^*), \end{aligned} \quad (16)$$

где $\overline{A}$ есть средняя работа внешних сил:

$$\overline{A} = \frac{1}{2} \sum_r (\dot{\xi}_r^* Q_r + \dot{\xi}_r Q_r^*), \quad (17)$$

а $\overline{\Phi}$ — средняя потеря энергии на собственное трение в вибраторах:

$$\overline{\Phi} = \frac{1}{2} \sum_r (\dot{\xi}_r^* f_r \dot{\xi}_r + \dot{\xi}_r f_r \dot{\xi}_r^*). \quad (18)$$

Из (15) и (16) находим полное изменение энергии

$$\frac{d(\overline{E_a} + \overline{E_m})}{dt} = -\overline{S} + \overline{A} - \overline{\Phi}. \quad (19)$$

Для периодического движения $\frac{d(E_a + E_m)}{dt} = 0$, т. е.

$$\bar{S} = \bar{A} - \bar{\Phi}. \quad (20)$$

При этих же условиях (так как $\overline{dE_a}/dt = 0$) имеем

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \sum_{r,s} (\dot{\xi}_r^* a_{rs} \ddot{\xi}_s + \dot{\xi}_r a_{rs}^* \ddot{\xi}_s^*). \quad (21)$$

Другое, эквивалентное выражение для потока излучаемой энергии можно получить из формулы

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \int (v_n p^* + p v_n^*) d\sigma, \quad (22)$$

где интеграл взят по поверхности шара радиуса R (при $R \rightarrow \infty$). Если асимптотический вид φ_s (см. (3)) определяется формулой

$$\varphi_s = \frac{e^{-ikR}}{R} A_s, \quad (23)$$

где A_s зависит лишь от углов и от расположения источников, то из (22) получаем

$$\bar{S} = \omega k \rho_0 \sum_{s,r} \dot{\xi}_r^* \dot{\xi}_s \int A_r^* A_s d\Omega, \quad (24)$$

где $d\Omega$ — элемент телесного угла. Из сопоставления с (21) следует, что

$$a_{rs} - a_{sr}^* = 2k\rho_0 \int A_r^* A_s d\Omega. \quad (25)$$

Равенство потоков энергии, определяемых формулами (21) и (24), есть выражение того физического факта, что при стационарном процессе количество энергии, вытекающей через бесконечно удаленную сферу, равно количеству энергии, вытекающей через колеблющиеся поверхности тел.

§ 3. Излучение системы вибраторов

Для вычисления излучения системы вибраторов требуется знать коэффициенты связи a_{rs} и скорости $\dot{\xi}_s$. Вычисления этих коэффициентов представляет известные трудности. Мы рассмотрим два крайних случая:

а) размеры вибраторов малы в сравнении с длиной волны λ и с расстояниями между ними $|\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_r|$,

б) размер системы в целом мал в сравнении с длиной волны.

Если размеры вибраторов $\cong \sqrt{\sigma_r} \ll |\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_r|$ и $k\sqrt{\sigma_r} \ll 1$, то мы можем найти решение волнового уравнения последовательными приближениями, начиная с представления φ как суммы потенциалов независимых источников (в качестве нулевого приближения). В этом приближении

$$\varphi_s^{(0)} = \sigma_s \frac{e^{-ikr_s}}{r_s}, \quad (26)$$

где $|\mathbf{r}_s|$ — расстояние от s -го вибратора, а σ_s — его площадь.

Величины a_{rs} в этом же приближении имеют вид

$$a_{rs}^{(0)} = \rho_0 \frac{\sigma_s \sigma_r e^{-ik|\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_r|}}{4\pi |\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_r|}. \quad (27)$$

Отсюда находим явное выражение для взаимных масс M_{rs} и коэффициентов трения f_{rs} , входящих в уравнение (9):

$$\begin{aligned} M_{rs} &= \frac{\rho_0 \sigma_s \sigma_r \cos(kr_{rs})}{4\pi kr_{rs}}, \quad r_{rs} = |\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_r|, \\ f_{rs} &= \frac{\rho_0 \omega \sigma_s \sigma_r \sin(kr_{rs})}{4\pi kr_{rs}}. \end{aligned} \quad (28)$$

Подставляя значения $a_{rs}^{(0)}$ в формулу (21), мы получаем полную излучаемую энергию

$$\bar{S} = \frac{\rho_0 \omega}{4\pi} \sum_{r,s} \dot{\xi}_r^* \dot{\xi}_s \sigma_r \sigma_s \frac{\sin(kr_{rs})}{kr_{rs}}. \quad (29)$$

В случае б), когда размеры всей системы малы в сравнении с длиной волны λ , мы обратимся к формуле Грина

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{-ikr}}{r} d\sigma - \frac{1}{4\pi} \int \varphi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-ikr}}{r} \right) d\sigma,$$

которую, пользуясь тем, что $kr \ll 1$, запишем в виде

$$\varphi = -\frac{ik}{4\pi} \int \frac{\partial \varphi}{\partial n} d\sigma + \frac{1}{4\pi} \int \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{1}{r} d\sigma - \frac{1}{4\pi} \int \varphi \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r} d\sigma. \quad (30)$$

Так как здесь нормаль направлена внутрь поверхностей, ограничивающих вибраторы, то $\partial \varphi / \partial n = \dot{\xi}$ (на работающих участках поверхности вибраторов). Выполняя в первом интеграле интегрирование по поверхностям вибраторов, получаем

$$\varphi = -\frac{ik}{4\pi} \sum_s \dot{\xi}_s \sigma_s + \varphi_0, \quad (31)$$

где φ_0 есть потенциал, удовлетворяющий уравнению Лапласа ($\nabla^2 \varphi_0 = 0$) и краевому условию $(\partial \varphi / \partial n)_s = -\dot{\xi}_s \varphi_0$, может быть представлен как потенциал поверхностных зарядов, распределенных с плотностью $\dot{\xi}_s / 4\pi$:

$$\varphi_0 = \frac{1}{2} \sum_s \dot{\xi}_s \int \frac{d\sigma_s}{r}. \quad (32)$$

Следовательно, для коэффициентов связи a_{rs} получаем

$$a_{rs} = -\frac{i}{4\pi} \rho_0 k \sigma_s \sigma_r + \frac{\rho_0}{2\pi} \int \frac{d\sigma_s d\sigma_r}{r_{rs}}. \quad (33)$$

Откуда

$$M_{rs} = \frac{\rho_0}{2\pi} \int \frac{d\sigma_s d\sigma_r}{r_{rs}}, \quad f_{rs} = \frac{1}{4\pi} \rho_0 \omega k \sigma_s \sigma_r, \quad (34)$$

и, наконец, полная излучаемая энергия определяется формулой

$$\bar{S} = \frac{\rho_0 \omega k}{4\pi} \left| \sum_s \sigma_s \dot{\xi}_s \right|^2 = \frac{\rho_0}{4\pi c} |\dot{v}|^2, \quad (35)$$

где $\dot{v}$ есть скорость изменения объема воздуха при колебаниях вибраторов системы. Зная взаимные массы M_{rs} и коэффициенты трения f_{rs} , мы можем найти из уравнения (9) скорости $\dot{\xi}_s$ и тогда с помощью (29) или (35) вычислить излучаемую энергию. Отношение ее к энергии $\bar{S}_0$, излучаемой источником в отсутствии резонаторов, и дает усиление или ослабление громкости источника, вызываемое действием резонаторов.

При этом, однако, следует различать два случая: 1) когда источник можно рассматривать как заданный, «жесткий» излучатель и 2) когда он сам подвергается действию резонаторов. Уравнения (9) позволяют решить, к какому из этих случаев относится то или иное конкретное устройство. При этом внешняя сила Q_r , раскачивающая источник, должна рассматриваться как заданная функция времени. Если ее таковой считать нельзя, то уравнения (9) должны быть дополнены уравнениями, управляющими изменениями Q_r (например, уравнения колебательного контура).

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность Н. Н. Андрееву за постановку рассмотренного в этой работе вопроса.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
25 марта 1942 г.

СОПРОТИВЛЕНИЕ ПОРИСТЫХ ПЕРЕГОРОДОК ПОТОКУ ВОЗДУХА*

В заметке изложена теория сопротивления пористых перегородок (сетки, ткани и т. п.) потоку воздуха. Приведены результаты измерений, подтверждающих теорию.

Сопротивление W , оказываемое пористой перегородкой (сеткой, тканью и т. п.) проходящему через нее потоку воздуха, определяем формулой

$$\Delta p = WQ, \quad (1)$$

где Q — объемная скорость потока (в $\text{см}^3/\text{с}$), а Δp — падение давления при прохождении сетки. Величину W целесообразно записать в виде

$$W = w \frac{l}{S}, \quad (2)$$

где S — поперечное сечение потока, l — толщина перегородки, w — «удельное сопротивление».

Интересующее нас сопротивление W мы будем рассматривать как сопротивление системы параллельно соединенных каналов (трубочек), длина которых равна l , а площадь поперечного сечения — σ . Площадь перегородки, на которой в среднем встречается одна пора, обозначим через Σ . На самом деле поры в перегородке могут быть различны по своим размерам, но если эти различия не велики, то l , σ , Σ можно рассматривать как величины, определяющие масштаб явлений, т. е. как характеристики среднего представителя существующих в теле каналов.

Чтобы определить падение давления Δp на длине такого канала l , мы обратимся к уравнениям Навье–Стокса и приведем их к безразмерному виду. В качестве масштаба для измерения координаты, направленной вдоль оси канала (поры), мы выберем l , для измерения же координаты, перпендикулярной оси канала, выберем $\sqrt{\sigma}$. Масштабом скорости будет скорость протекания u , масштабом ускорения (если поток нестационарный) — величина ωu , где ω — циклическая частота пульсаций. Измеряя падение давления Δp в единицах $\frac{8\pi\mu l}{\sigma}u$, где μ — вязкость воздуха, получим

$$\Delta p = \frac{8\pi\mu l}{\sigma} u f \left(\frac{u\sigma}{\nu l}, \frac{\sigma}{l^2}, \frac{\omega\sigma}{\nu} \right), \quad (3)$$

* ЖТФ. 1942. Т. 12, вып. 8. С. 484–488.

где f — некоторая функция указанных трех параметров, $\nu = \mu/\rho$ — кинематическая вязкость воздуха.

В силу линейности уравнений гидродинамики при малых скоростях функция f не должна зависеть от $u\sigma/(\nu l)$. Далее, при $l \gg \sqrt{\sigma}$ следует ожидать пропорциональности между падением давления и величиной l . Таким образом, при $u\sigma/(\nu l) \ll 1$, $\sigma/l^2 \leq 1$ имеем

$$\Delta p = \frac{8\pi\mu l}{\sigma} \psi \left(\frac{\omega\sigma}{\nu} \right) u. \quad (4)$$

Здесь ψ представляет собой значения f при малых $u\sigma/(\nu l)$ и σ/l^2 .

Наконец, при малых значениях параметра $\omega\sigma/\nu$ мы должны получить закон Пуазейля; поэтому $\psi(0) \cong 1$.

Это вполне подтверждается измерениями и расчетами акустического сопротивления сеток, произведенными С. Н. Ржевкиным и С. Т. Теросипянцем [1]. При $\omega\sigma/\nu \gg 1$ функция ψ для трубок пропорциональна $\sqrt{\omega\sigma/\nu}$ (ср. Крендалл [2]).

Если $u\sigma/(\nu l) \gg 1$, то силы инерции преобладают над вязкостью и целесообразно измерять падение давления, выбрав в качестве масштаба давления величину $\rho u^2/2$.

Тогда вместо (3) из уравнений гидродинамики, приведенных к безразмерному виду, получаем

$$\Delta p = \frac{\rho u^2}{2} \frac{l}{\sqrt{\sigma}} \varphi \left(\frac{\nu l}{u\sigma}, \frac{\sigma}{l^2}, \frac{\omega\sqrt{\sigma}}{u} \right). \quad (5)$$

При малом значении параметров, входящих в функцию φ , последняя должна слабо зависеть от них. Таким образом, получается квадратичный закон сопротивления. Существенно, что теперь эффект ускорения определяется новым параметром $\omega\sqrt{\sigma}/u$.

Если $\frac{\omega\sqrt{\sigma}}{u} \ll 1$, $\frac{\sigma}{l^2} < 1$ и $\frac{\nu l}{u\sigma} < 10^{-3}$, мы должны получить закон Блаузиуса, согласно которому

$$\varphi = \text{const} \left(\frac{\nu}{u\sqrt{\sigma}} \right)^{1/4} \quad (5')$$

Для того чтобы вычислить интересующее нас сопротивление W при условии $\Delta p = \alpha l u^n$, где α — коэффициент пропорциональности, мы должны определить объемную скорость Q . Очевидно, что

$$Q = \sigma u \frac{S}{\Sigma} = \left(\frac{\Delta p}{\alpha l} \right)^{1/n} \frac{\sigma}{\Sigma} S, \quad (6)$$

откуда

$$W = \alpha \left(\frac{\Sigma}{\sigma} \right)^n \left(\frac{Q^{n-1}}{S} \right) \frac{l}{S}. \quad (7)$$

Пользуясь этой формулой, получаем при $Q \ll S\omega l/\Sigma$, $\sigma/l^2 \lesssim 1$:

$$W_0 = \frac{8\pi\mu}{\sigma} \frac{\Sigma}{\sigma} \psi\left(\frac{\omega\sigma}{\nu}\right) \frac{l}{S}. \quad (8)$$

Далее, для квадратичного закона при $Q \gg S\omega l/\Sigma$, $\sigma/l^2 \lesssim 1$:

$$W_0 = \frac{\rho}{2\sqrt{\sigma}} \left(\frac{\Sigma}{\sigma}\right)^2 \frac{Q}{S} \varphi\left(\frac{\omega\sqrt{\sigma}}{u}\right) \frac{l}{S}. \quad (9)$$

В случае же закона Блаузиуса

$$W = \text{const} \frac{\rho}{2\sqrt{\sigma}} \left(\frac{\nu}{\sqrt{\sigma}}\right)^{1/4} \left(\frac{\Sigma}{\sigma}\right)^{7/4} \left(\frac{Q}{S}\right)^{3/4} \frac{l}{S} \\ \left(Q > 10^3 \frac{\nu}{\sqrt{\sigma}} \frac{\sigma}{\Sigma} S, \quad \frac{\sigma}{l^2} \ll 1, \quad \frac{\omega\sqrt{\sigma}}{Q} S \frac{\sigma}{\Sigma} \ll 1\right).$$

Подобная зависимость сопротивления была обнаружена Н. А. Ушаковым [3]; в его опытах число Рейнольдса $u\sqrt{\sigma}/\nu$ равнялось, однако, 200. Таким образом, закон Блаузиуса вступает в силу несколько ранее, чем это можно было бы ожидать по результатам, известным для труб.

Об изменении закона сопротивления при увеличении скорости потока можно судить по кривым, полученным Н. К. Федяевским [4], определявшим скорость потока воздуха через парашютные ткани. К сожалению, поры тканей не подвергались при этом измерениям, так что подробный анализ результатов Н. К. Федяевского невозможен.

Ввиду отсутствия систематических измерений в значительном интервале скоростей мы будем опираться в дальнейшем на формулу (9), где в случае надобности можно рассматривать φ как медленно меняющуюся функцию скорости.

Из сравнения (9) и (8) следует, что тангенс угла наклона кривой зависимости W от Q/S при больших скоростях и малых ω равен

$$\frac{dW}{d(Q/S)} = \text{tg } \alpha = kW_0 \frac{\Sigma}{\sqrt{\sigma}}, \quad (10)$$

где k — коэффициент пропорциональности, W_0 — значение сопротивления при малой скорости (формула (8)).

Здесь мы приводим полученные нами результаты измерения сопротивления сетки и полотняной ткани для различных скоростей воздушного потока¹. На рис. 1, а показана зависимость сопротивления от скорости для

¹ Измерительная установка крайне проста. Сетки зажимались между фланцами двух трубок, ограничивавших, таким образом, сечение потока S (в нашем случае $S = 0,44 \text{ см}^2$). Воздух из буферного баллона через газовые часы поступал в указанную трубку. С помощью этих часов, подвергавшихся предварительной калибровке, определялся расход воздуха Q в $\text{см}^3/\text{с}$. Падение давления на сетке Δp измерялось микроманометром типа Фюсса, присоединенным по обе стороны сетки.

$$W = 4w \frac{\ell}{S}, \text{ мех. Ом/см}^4$$

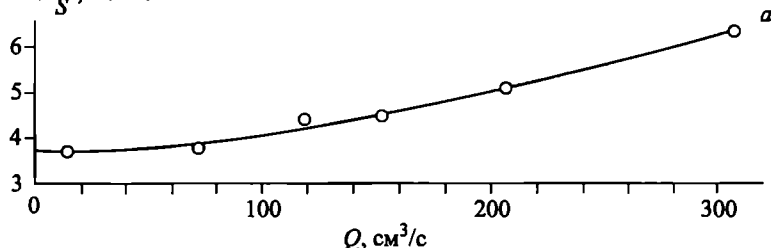


Рис. 1

четырёх слоев изображенной на рис. 1, б металлической сетки с размерами пор $a = 1,8 \cdot 10^{-2}$ см; $b = 3,2 \cdot 10^{-2}$ см; $d = 1,8 \cdot 10^{-2}$ см. На рис. 2, а приведена аналогичная кривая для полотняной ткани (в этом случае размеры пор (рис. 2, б) даны средние из 50 измерений: $a = b = 1 \cdot 10^{-2}$ см; $d = 2 \cdot 10^{-2}$ см). В обоих случаях площадь потока $S = 0,44 \text{ см}^2$.

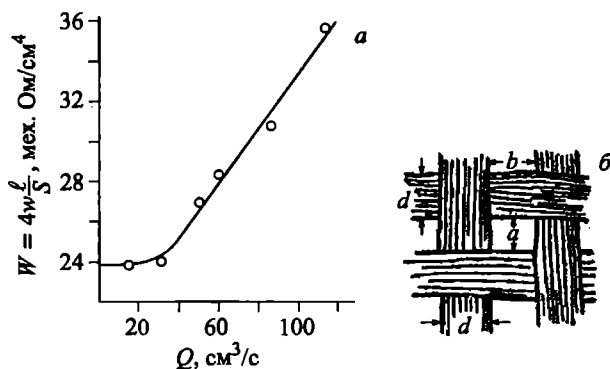


Рис. 2

Длина l принималась равной удвоенному диаметру проволоки (или нити), т. е. $l = 2d$; далее $\sigma = ab$, $\Sigma = (a + b)(b + d)$. Сопротивление W_0 для малых скоростей вычислялось с помощью формулы (8) (там $\psi = 1$). По формуле (10) из кривых, приведенных на рисунках 1 и 2, определялся коэффициент k . Наконец, мы вычисляли еще величину $Q_{кр} = 10S\nu l / \Sigma$, соответствующую значению числа $u\sigma / (\nu l) = 10$, при котором, согласно теории, следует ожидать квадратичного закона сопротивления (9).

Полученные результаты сопоставлены в таблице.

	W_0 мех. Ом/см ⁴		ψ	$Q_{кр}$, см ³ /с		$\text{tg } \alpha \cdot 10^3$	$k \cdot 10^2$
	теор.	эксп.		теор.	эксп.		
Сетка (4 слоя)	8,5	3,8	0,45	56	50	4,6	1,6
Ткань	38,0	24,0	0,58	28	30	63,0	2,4

Из таблицы видно, что теория приводит к правильным по порядку величины результатам. В частности, несмотря на значительные различия W_0

и $\operatorname{tg} \alpha$, значения ψ и k , как это и следует из теории, остаются приблизительно постоянными. Принимая $\psi = 0,50$, $k = 2,0 \cdot 10^{-3}$, мы можем теперь записать (8) и (9) для $\omega = 0$ в следующем виде:

$$W_0 = 2,5 \cdot 10^{-3} \frac{\Sigma l}{\sigma^2 S} (\gamma \cdot (\text{с/см}^4)^{-1}), \quad Q < 1,5 \frac{Sl}{\Sigma}, \quad (11)$$

$$W_0 = 2,5 \cdot 10^{-3} W_0 \frac{\Sigma}{\sqrt{\sigma}} \frac{Q}{S} (\gamma \cdot (\text{с/см}^4)^{-1}), \quad Q > 1,5 \frac{Sl}{\Sigma}, \quad (12)$$

что удобно для практических расчетов.

Список литературы

1. Ржевкин С. Н., Теросипянец С. Т. // ЖТФ. 1941. Т. 11. С. 149.
2. Крендалл И. Б. Акустика. Кубуч, 1934 [3-е изд. на рус. яз.: М.: КомКнига, 2007. — Прим. ред.].
3. Ушаков К. А. // Труды ЦАГИ. Т. 211. С. 1395.
4. Федяевский Н. К. // Техн. возд. флота. 1931. Т. 1. С. 8.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
20 мая 1942 г.

ИЗЛУЧЕНИЕ УСКОРЕННО ДВИЖУЩЕГОСЯ ИСТОЧНИКА ЗВУКА*

Возмущение, производимое в среде движущимся источником звука, может быть найдено из уравнения для потенциала скорости φ сжимаемой жидкости¹. Это уравнение можно написать в виде

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi Q(\varphi), \quad (1)$$

где $Q(\varphi)$ — некоторый нелинейный оператор. $Q(\varphi)$ по порядку величины меньше линейных членов уравнения (1) на больший из множителей v^2/c^2 или wa/c^2 , где v — скорость источника, w — его ускорение, a — его размеры, c — скорость звука.

Если $v^2/c^2 \ll 1$ и $wa/c^2 \ll 1$, то нелинейные члены в (1) можно опустить и излучение нашего источника можно рассматривать как результат возмущения, перемещающегося совместно с источником по траектории

$$x = X(t), \quad y = Y(t), \quad z = Z(t). \quad (2)$$

Для гармонической компоненты частоты ω это возмущение можно представить так:

$$q(x', y', z', t) = A e^{i\omega t} \delta(x' - X) \delta(y' - Y) \delta(z' - Z), \quad (3)$$

где $\delta(x' - X)$ означает δ -функцию, отличную от нуля лишь при $x' = X(t)$. Величина A имеет смысл объемной скорости и по порядку величины равна $\pi a^2 u$, где a — размеры источника, а u — скорость смещения поверхности. Потенциал φ , соответствующий этому возмущению, определяется формулой

$$\varphi(x, y, z, t) = \int \frac{q\left(x', y', z', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dv', \quad (4)$$

где

$$R = \sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2}.$$

* Изв. АН СССР. Сер. физ. 1942. Т. 6, вып. 1-2. С. 66-69.

¹ Мы при этом опускаем рассмотрение явлений, связанных с вихреобразованием позади плохо обтекаемого тела.

Беря в качестве переменных интегрирования аргументы δ -функций

$$\xi = x' - X\left(t - \frac{R}{c}\right), \quad \eta = y' - Y\left(t - \frac{R}{c}\right), \quad \zeta = z' - Z\left(t - \frac{R}{c}\right) \quad (5)$$

и пользуясь известным свойством δ -функций, мы сразу получаем

$$\varphi = \frac{A \exp \left[i\omega \left(t - \frac{R}{c} \right) \right]}{R^*}, \quad (6)$$

где $R^* = D/R$ и D есть якобиан преобразования от x', y', z' к ξ, η, ζ . Простое вычисление дает

$$R^* = R \left| 1 - \frac{v_R}{c} \right| = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial f}{\partial R} \right|, \quad (7)$$

где v_R есть проекция скорости источника на эффективное расстояние R . Выражение (6) есть потенциал Ленарда-Вихерта. Значения R, R^* должны быть взяты в точке, где аргументы δ -функций ξ, η, ζ обращаются в нуль. Приравнивая их нулю, получаем из (5)

$$f(R) = R^2 - \left[x - X\left(t - \frac{R}{c}\right) \right]^2 - \left[y - Y\left(t - \frac{R}{c}\right) \right]^2 - \left[z - Z\left(t - \frac{R}{c}\right) \right]^2 = 0, \quad (8a)$$

откуда и определяется эффективное расстояние R как функция времени t и точки наблюдения x, y, z .

Однако кроме случая равномерного движения, уравнение (7) можно решить разве только численным образом. Мы намерены ниже указать способ, позволяющий обойти эту трудность.

Именно, вместо того, чтобы находить R , мы можем искать поверхность постоянного значения какой-либо из интересующих нас величин, рассматривая R как параметр.

В качестве примера приведем поверхности постоянного потенциала и поверхности постоянного эффекта Доплера.

Поверхность постоянного потенциала (амплитуда потенциала), как это следует из (5) и (6), определяется уравнением

$$\frac{1}{2} \left| \frac{\partial f}{\partial R} \right| = R^* = \text{const} \quad \text{при} \quad f(R) = 0. \quad (8)$$

Существенно, что $\partial f / \partial R$ при любом характере движения будет линейной функцией x, y, z , а $f(R)$ — функцией второго порядка. Поэтому давая, скажем z , какое-нибудь значение z_0 , мы всегда можем найти из уравнений (8) x и y как функции t, R, R^*, z_0 , т. е. получить уравнения кривой сечения поверхности $R^* = \text{const}$ плоскостью $z = z_0$:

$$\begin{aligned} x &= x_1(R^*, z_0, t, R), & y &= y_1(R^*, z_0, t, R), \\ x &= x_2(R^*, z_0, t, R), & y &= y_2(R^*, z_0, t, R), \end{aligned} \quad (9)$$

при этом R играет роль параметра.

Подобным же образом могут быть найдены поверхности постоянного эффекта Доплера.

Следует, однако, заметить, что в силу движения источника мы не имеем какой-либо определенной частоты излучения; имеет смысл лишь разложение в интеграл Фурье; тем не менее, при определенных условиях частота все же может быть определена.

Действительно, мы можем определить частоту излучения ω' как производную фазы $\omega(t - R/c)$ по времени

$$\omega' = \omega \left| 1 - \frac{1}{c} \frac{dR}{dt} \right|. \quad (10)$$

Это определение имеет смысл при выполнении двух условий, а именно, когда изменение потенциала φ в силу изменения расстояния R^* значительно меньше изменения φ в силу изменения фазы, т. е.:

$$\frac{\dot{R}^*}{R^*} \ll \omega \left| 1 - \frac{1}{c} \frac{\partial R}{\partial t} \right|, \quad (11)$$

что по порядку величины совпадает с $v/r \ll \omega'$, где v — скорость источника, а r — расстояние до источника.

Далее, прибор (например, резонатор), воспринимающий излучение, должен иметь достаточно малую постоянную времени T такую, что за время T мгновенная частота ω' мало меняется, т. е.

$$\frac{\omega \ddot{R}}{c} T \ll \omega \left| 1 - \frac{\dot{R}}{c} \right|, \quad \frac{\ddot{R}}{c} T \ll \left| 1 - \frac{\dot{R}}{c} \right|. \quad (12)$$

Это неравенство накладывает ограничение на ускорения и на расстояния. Для равномерного движения оно сводится к требованию $T \ll r/c$. Предполагая, что условия (11) и (12) выполнены, мы можем оперировать с мгновенной частотой ω' . Поверхности постоянного эффекта Доплера будут определяться уравнением

$$\left| 1 - \frac{\dot{R}}{c} \right| = \text{const} = \alpha. \quad (13)$$

Дифференцируя по t уравнения (7), найдем

$$\frac{\dot{R}}{c} = -\frac{1}{c} \frac{\partial f}{\partial t} \bigg/ \frac{\partial f}{\partial R},$$

и, следовательно, уравнение поверхности постоянного эффекта Доплера может быть написано в таком виде:

$$\frac{\partial f}{\partial R} (1 \pm \alpha) = -\frac{1}{c} \frac{\partial f}{\partial t}, \quad f(R) = 0. \quad (14)$$

Так как $\partial f / \partial R$ и $\partial f / \partial t$ опять-таки линейные функции x, y, z , то мы можем легко найти параметрические уравнения кривой сечения этих поверхностей любой координатной плоскостью.

В точках пересечения этих кривых с кривыми постоянной амплитуды потенциала легко найти давление (если выполнено условие (11)). Действительно, при выполнении этого условия давление просто равно $\rho_0 \omega' \varphi$, где ρ_0 — плотность воздуха.

В предыдущем мы неявно предполагали, что движение источника происходит с дозвуковой скоростью ($v < c$). В этом случае, как видно из (7), $\partial f / \partial R > 0$ и уравнение $f(R) = 0$ имеет лишь один корень. Волновое поле представляется одним членом вида (6). Потенциал φ обращается в ∞ лишь вблизи источника (при $r = 0$).

Если мы рассмотрим решение (6) в случае, когда $v > c$, то $\partial f / \partial R$ может теперь менять знак (v_R может быть и больше и меньше c), и, следовательно, существуют поверхности

$$\frac{\partial f}{\partial R} = 0, \quad f(R) = 0, \quad (15)$$

на которых потенциал φ будет обращаться в бесконечность. Вместе с тем, уравнение $f(R) = 0$ может иметь несколько корней и потенциал будет описываться суммой членов вида (6). Однако в этом случае выводы из (6) имеют лишь формальное значение, так как теперь нелинейные члены в (1) несколько не меньше линейных, так что лишь самые общие черты явления могут быть получены таким путем.

В частности, может быть рассчитан эффект Доплера. Именно, мы получим поверхности постоянного эффекта Доплера из (14), но в силу того, что уравнение $f(R) = 0$ при $v > c$ имеет несколько решений, мы будем получать несколько поверхностей, пересекающихся между собой. Соответственно будут существовать области пространства, где в каждой точке будет слышно несколько звуков различной частоты, даже если источник звука был гармоническим.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Комментарий. По существу, здесь рассматривается источник для среды, в которой он совершает движение. Вопрос о возможности реализации такого источника долгое время оставался открытым. Лишь недавно установлена возможность создания движущихся источников звука, когда эффекты обтекания не играют роли. Такие источники образуются в жидкости при поглощении в ней модулированного по интенсивности лазерного излучения и движении лазерного луча по поверхности жидкости.

Л. М. Лямшев

ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАТОРА НА ИЗЛУЧЕНИЕ ИСТОЧНИКА ЗВУКА*

В настоящей работе рассматривается влияние резонатора на излучение источника звука. В отличие от расчетов М. И. Карновского [1], наши расчеты применимы также к случаю малых расстояний между резонатором и источником, когда, собственно говоря, только и имеет место заметное влияние резонатора на источник.

§ 1. Общая теория

Наша задача заключается в расчете изменения излучения источника звука, производимого резонатором, помещенным вблизи источника.

В дальнейшем мы будем опираться на результаты, изложенные в нашей работе «Колебания системы связанных источников звука и резонаторов» [2].

Согласно формуле (35) из работы [2], энергия, излучаемая в 1 секунду связанным источником и резонатором, равна

$$\bar{S} = \frac{\rho \omega k}{4\pi} |\sigma_1 \dot{\xi}_1 + \sigma_0 \dot{\xi}_0|^2, \quad (1)$$

где σ_1 — площадь устья резонатора, σ_0 — тоже для источника звука, $\dot{\xi}_1$ и $\dot{\xi}_0$ — скорости смещений в устьях, ρ — плотность воздуха, ω — частота колебаний, k — волновое число.

Из (1) находим отношение излучаемых энергий при наличии резонатора и без него

$$q = \frac{\bar{S}}{\bar{S}_0} = \left| \frac{\sigma_1 \dot{\xi}_1}{\sigma_0 \dot{\xi}_0} + 1 \right|^2 = 1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_0} \left(\frac{\dot{\xi}_1}{\dot{\xi}_0} + \frac{\dot{\xi}_1^*}{\dot{\xi}_0^*} \right) + \frac{\sigma_1^2}{\sigma_0^2} \left| \frac{\dot{\xi}_1}{\dot{\xi}_0} \right|^2, \quad (2)$$

где $\dot{\xi}^*$ — переменная, комплексно сопряженная к $\dot{\xi}$. Дело, очевидно, сводится к вычислению $\dot{\xi}_1/\dot{\xi}_0$. Источник звука будем считать жестким. Тогда для $\dot{\xi}_0$ имеем уравнение (1, 7):

$$\Delta(\omega) \dot{\xi}_1 = -a_{10} \ddot{\xi}_0, \quad (3)$$

где

$$\Delta(\omega) = X + iY, \quad X = M(\omega_0^2 - \omega^2), \quad Y = \omega(f_t + f_r) = \omega f. \quad (4)$$

Здесь M — масса резонатора, ω_0 — его собственная частота, f_t — коэффициент трения (потери, вызываемые вязкостью воздуха и теплопроводностью),

* ЖТФ. 1943. Т. 13, вып. 11/12. С. 703–709.

f_r — коэффициент трения, обусловленного излучением резонатора. Наконец, a_{10} есть коэффициент связи (см. (I,8)):

$$a_{10} = -\frac{ik\rho\sigma_1\sigma_0}{4\pi} + M_{10}. \quad (5)$$

В этой формуле M_{10} — взаимная масса резонатора и источника (см. I):

$$M_{10} = \frac{\rho}{2\pi} \iint \frac{d\sigma_1 d\sigma_0}{r_{10}} = \frac{\rho}{4\pi} \frac{\sigma_1\sigma_0}{h} Q, \quad (6)$$

$$Q = \frac{2h}{\sigma_1\sigma_0} \iint \frac{d\sigma_1 d\sigma_0}{r_{10}}. \quad (7)$$

Двойное интегрирование проводится здесь по поверхностям устьев резонатора и источника; r_{10} — расстояние между элементом поверхности устья резонатора и элементом поверхности устья источника. Очевидно, что входящий в (6) и (7) интеграл численно равен взаимной электростатической энергии поверхностных зарядов, распределенных по поверхностям устьев резонатора и источника. Величина h есть длина, определяющая расстояние между резонатором и источником.

Из (3) находим

$$\frac{\dot{\xi}_1}{\dot{\xi}_0} = \frac{\omega^2 a_{10}}{\Delta(\omega)}.$$

Подставляя это значение $\dot{\xi}_1/\dot{\xi}_0$ в (2), получаем

$$q = 1 + \frac{2\gamma\delta_r(\eta^2 - 1) - 2\delta_r\delta + \gamma^2\delta_r^2 + \frac{\delta_r^2}{\eta^2}}{(\eta^2 - 1)^2 + \delta^2}, \quad (8)$$

где введены безразмерные переменные

$$\eta = \frac{\omega_0}{\omega}, \quad \gamma = \frac{Q}{kh}, \quad \delta = \frac{Y}{M\omega^2} = \frac{f}{\omega} = \frac{f_r}{\omega} + \frac{f_t}{\omega} = \delta_r + \delta_t. \quad (9)$$

Так как $f_r = \rho k \omega \delta^2 / (4\pi)$ и $M = \rho \delta L$, то

$$\delta_2 = \frac{k\delta}{4\pi L}, \quad (10)$$

где L — эффективная длина горла резонатора. Значок 1 у δ теперь опущен, так как δ_0 в дальнейшем фигурировать явно не будет.

Значения величин γ , δ_r , δ в (8) могут быть взяты в точке резонанса ($\eta = 1$). Решая теперь (8) относительно η , получаем

$$\eta^2 = 1 - \frac{\gamma\delta_r}{1-q} \pm \sqrt{\frac{\gamma^2\delta_r^2}{(1-q)^2} - \frac{\gamma^2\delta_r^2 - 2\delta_r\delta + \frac{\delta_r^2}{\eta^2}}{1-q} - \delta^2}. \quad (11)$$

Отсюда мы можем найти экстремальные значения q . Для этих значений подкоренное выражение обращается в нуль, что дает

$$\eta^2 = 1 - \frac{\gamma\delta_2}{1 - q_{\min}}, \quad \eta^2 = 1 - \frac{\gamma\delta_2}{1 - q_{\max}}, \quad (12)$$

причем $q_{\min}$, $q_{\max}$ суть корни подкоренного выражения. (Заметим, что в последнем содержится член δ^2/η^2 , в котором η следует выразить через q .)

Приравнявая нулю подкоренное выражение в формуле (11), получаем уравнение

$$(1 - q)^2 \delta^2 + (1 - q) \left(\gamma^2 \delta_r^2 - 2\delta\delta_2 + \frac{\delta_r^2}{1 - \gamma \frac{\delta_r}{1 - q}} - \gamma^2 \delta_r^2 \right) = 0. \quad (13)$$

Рассмотрим сперва это уравнение при малых q . Сохраняя члены, линейные по q , находим

$$q_{\min} = \frac{\delta^2 - 2\delta_r\delta + \frac{\delta_r^2}{1 - \gamma\delta_r^2}}{\gamma^2\delta_r^2} = \frac{k^2 h^2}{Q_2} \left[\frac{\delta_t^2}{\delta_r^2} + \frac{\gamma\delta_2}{1 - \gamma\delta_2} \right]. \quad (14)$$

Подобным же образом при определении $q_{\max}$ сохраним лишь члены с q^2 и q :

$$q_{\max} = 2 + \gamma \frac{\delta_r^2}{\delta^2} + \dots \quad (15)$$

Из (12) получаем частоты, соответствующие $q_{\min}$ и $q_{\max}$:

$$\frac{\omega_{\min}}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \gamma\delta_r}} \quad (\text{если } q_{\min} \ll 1), \quad (16)$$

$$\frac{\omega_{\max}}{\omega_0} = 1 - \frac{\delta}{2} \frac{\delta}{\gamma\delta_r} \quad (\text{если } q_{\max} \gg 1). \quad (17)$$

Далее, уравнение для η^2 приближенно можно переписать в виде

$$\eta^2 = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\gamma\delta_2}{1 - q} \pm \frac{\delta}{1 - q} \sqrt{(q_{\max} - q)(q - q_{\min})}. \quad (18)$$

Отсюда для интервала частот $\omega_2 - \omega_1$, в котором глушение излучения сильнее, чем в $1/q$ раз, находим

$$\omega_2 - \omega_1 = \frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{\omega_0^2 (\omega_1 + \omega_2)} \frac{2\delta}{1 - q} \sqrt{(q_{\max} - q)(q - q_{\min})}. \quad (19)$$

Если же $\omega_2 \cong \omega_1 \cong \omega_0$, то

$$\omega_2 - \omega_1 = \omega_0 \delta q_{\max}^{1/2} q^{1/2} = \frac{CQ}{h} \delta_2 q^{1/2}, \quad (19')$$

т.е. ширина полосы глушения тем больше, чем больше взаимная масса резонатора и источника (Q/h) и чем больше потери на излучение (δ_r) в резонаторе.

Что же касается глубины глушения звука источника, то, как видно из (14), с ростом взаимной массы $q_{\min}$ уменьшается. Если отношение потерь на трение (δ_t) к потерям на излучение (δ_r) таково, что $(\delta_t/\delta_r)^2 > \gamma\delta_r$, то глушение тем сильнее, чем меньше потери на трение. Когда потери на трение малы ($\delta_t \ll \delta_r$), глушение тем сильнее, чем меньше потери на излучение резонатора (δ_r).

В последнем случае увеличение степени глушения неизбежно ведет к уменьшению ширины полосы глушения.

§ 2. Кольцевой резонатор

Как было объяснено выше, ширина интервала глушения звука источника резонатором, а также и сама степень глушения возрастают с ростом взаимной массы. Последняя определяется величиной Q (см. (7)):

$$\frac{Q}{h} = \frac{2}{\sigma_1 \sigma_0} \iint \frac{d\sigma_1 d\sigma_0}{r_{10}}.$$

Только через эту величину и входят в наши формулы форма отверстий резонаторов и их взаимное расположение. Эта величина, в отличие от соответствующей величины в формулах Карновского [1], не обращается в бесконечность при $h = 0$.

Для глушения источника звука целесообразна такая форма отверстий и их расположения, когда Q/h особенно велико.

Такое выгодное расположение реализуется, например, в том случае, когда устье источника звука охватывается кольцеобразным устьем резонатора. Подобное расположение показано на рис. 1, где цилиндрический резонатор окружает трубу, сообщающуюся с источником звука.

Чтобы рассчитать взаимную массу резонатора и источника звука для этого случая, обратимся сперва к вычислению потенциала диска радиуса R_1 на расстоянии R от центра диска (в его плоскости).

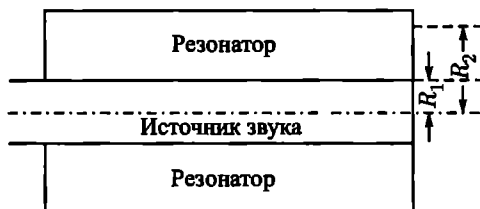


Рис. 1

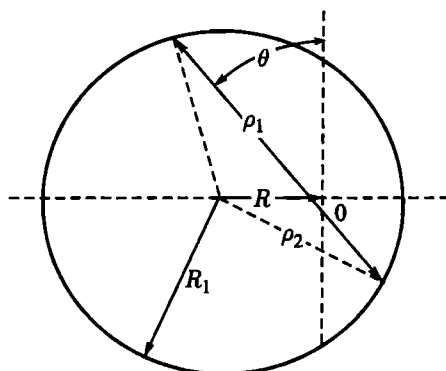


Рис. 2

Этот расчет имеется у Рэлея [3]; однако для дальнейшего целесообразно повторить его. Из рис. 2 видно, что искомый потенциал $V(R, R_1)$ равен

$$V(R, R_1) = \int d\theta d\rho = 2 \int_0^{\pi/2} \rho_2 d\theta + 2 \int_0^{\pi/2} \rho_1 d\theta_1 =$$

$$= 4 \int_0^{\pi/2} \sqrt{R_1^2 - R^2 \sin^2 \theta} d\theta \quad (\text{если } R < R_1). \quad (20)$$

Подобным же образом получаем

$$V(R, R_1) = 4 \int_0^{\arcsin R_1/R} \sqrt{R_1^2 - R^2 \sin^2 \theta} d\theta \quad (\text{если } R > R_1). \quad (20')$$

Теперь легко рассчитать электростатическую энергию такого диска¹

$$W(R_1) = 2\pi \int_0^{R_1} V(R, R) R dR = \frac{8\pi}{3} R_1^3. \quad (21)$$

Отсюда для приведенной длины горла резонатора (учитывая внешние и внутренние отверстия цилиндра) находим

$$L = l + \frac{2W}{\pi R_1^2} = l + \frac{16}{3} R_1, \quad (22)$$

где l — геометрическая длина горла.

Из (20) или (20') получаем потенциал кольца с радиусами R_2 и R_1

$$V(R, R_2, R_1) = V(R, R_2) - V(R, R_1). \quad (23)$$

Отсюда находим собственную энергию кольца

$$W(R_2, R_1) = \int_{R_1}^{R_2} R \left(\int_0^{\pi/2} \sqrt{R_2^2 - R^2 \sin^2 \theta} d\theta - \int_0^{\arcsin R/R_1} \sqrt{R_2^2 - R^2 \sin^2 \theta} d\theta \right) dR. \quad (24)$$

Это выражение легко приводится к виду

$$W(R_2, R_1) = \frac{8\pi R_2^3}{3} \left[1 - \frac{3\pi}{4} \int_0^{R_1/R_2} \Phi(x) x dx - \frac{3\pi}{4} \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^3 \int_0^{R_1/R_2} \Psi\left(\frac{1}{y}\right) y^2 dy \right], \quad (25)$$

¹ Из формул (20) и (20') следует, что $V(R, R) = 4R$. Именно это значение потенциала на краю диска используется при расчете $W(R_1)$. Этот прием был подсказан Рэлею Максвеллом.

где

$$\Phi(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\theta \sqrt{1 - x^2 \sin^2 \theta}, \quad \Psi\left(\frac{1}{y}\right) = \int_0^{\arcsin(1/y)} \sqrt{\frac{1}{y^2} - \sin^2 \theta} d\theta. \quad (26)$$

Вводя функции

$$F(\varepsilon) = 1 - \frac{3\pi}{4} \int_0^\varepsilon \Phi(x) dx - \frac{3\pi}{4} \varepsilon^3 G(\varepsilon), \quad (27)$$

$$G(\varepsilon) = \int_1^{1/\varepsilon} \Psi\left(\frac{1}{y}\right) y^2 dy, \quad \varepsilon = \frac{R_1}{R_2}, \quad (27')$$

мы можем представить формулу для приведенной длины горла кольцевого резонатора в следующем виде:

$$L = l + \frac{2W(R_1, R_2)}{\pi R_2^3} = l + \frac{16}{3} R_2 F(\varepsilon). \quad (28)$$

Вычислим теперь Q/h . Согласно определению этой величины, имеем

$$\frac{Q}{h} = \frac{2}{\sigma \sigma_0} \int_{R_1}^{R_2} R V(r, R) dR, \quad (29)$$

где r — радиус отверстия источника звука. Для наиболее важного случая, когда можно игнорировать толщину стенок, разделяющих резонатор и источник (см. рис. 1), $r = R_1$ и, следовательно,

$$\frac{Q}{h} = \frac{8\pi R_1}{\sigma} G(\varepsilon). \quad (30)$$

В табл. 1 приведены значения $F(\varepsilon)$ и $G(\varepsilon)$.

Таблица 1

ε	$F(\varepsilon)$	$G(\varepsilon)$
0,1	0,98	4,62
0,2	0,91	2,11
0,3	0,82	1,30
0,4	0,62	0,89
0,5	0,55	0,57
0,6	0,40	0,42
0,8	0,14	0,15
0,9	0,02	0,07
1,0	0,00	0,00

§ 3. Результаты опыта

Нами были произведены измерения глушения звука источника цилиндрическими резонаторами. В качестве резонаторов служили резонаторы типа, изображенного на рис. 1. Внутренняя труба сообщалась с динамиком, который помещался внутри ящика с хорошо поглощающими звук стенками. Измерения интенсивности излучения производились с помощью ленточного микрофона, помещавшегося на расстоянии 50 см от резонатора на его оси¹.

¹ Более аккуратные измерения необходимо было бы произвести на открытом воздухе, помещая микрофон значительно дальше от источника звука и промеряя все поле излучения. Поэтому приводимые ниже результаты не претендуют на большую точность.

Таблица 2

№ резонатора	$f_{\max}$		$10 \lg q_{\max}$		$f_{\min}$		$10 \lg q_{\min}$	
1	330	310	17	20	450	450	-25	-21
2	280	265	18	23	360	370	-18	-25
3	160	170	6	25	210	225	-6	-25

В нашем распоряжении имелось три резонатора объемом по 3000 см³. Радиус отверстия источника $R_1 = 1,25$ см. Отверстия резонаторов имели радиусы: для резонатора № 1 $R_2 = 5$ см, для № 2 $R_2 = 3,5$ см, для № 3 $R_2 = 1,75$ см. Ширина кольцевого отверстия была, соответственно, 3,75, 2,25 и 0,50 см. В табл. 2 даны результаты измерений частот, при которых наступает максимальное усиление ($f_{\max}$) и максимальное глушение ($f_{\min}$) звука источника резонатором.

Там же приводятся величины усиления ($q_{\max}$) и глушения ($q_{\min}$).

При этом резонансная частота f_0 кольцевого резонатора вычислялась по формуле

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{s}{vL}}, \quad (31)$$

где c — скорость звука, s — площадь кольцевого отверстия, v — объем резонатора, L — приведенная длина горла (вычисляется по (28)), $f_{\max}$ практически совпадает с f_0 (см. формулу (17)). $f_{\min}$ вычислялось по формуле (16), $q_{\max}$ и $q_{\min}$ — по формулам (14) и (15), причем значение Q/h заимствовалось из (30). Из таблицы видно, что положение $f_{\max}$ и $f_{\min}$ хорошо согласуется с теорией. Хуже обстоит дело с $q_{\min}$ и $q_{\max}$. Резкое расхождение наблюдается для резонатора № 3, обладающего узкой кольцевой щелью. Это расхождение, по-видимому, может быть объяснено следующим образом. Потери на трение в горле резонатора мы вычисляли по известной формуле, применимой для узкой щели шириной $d = R_2 - R_1$ и длиной L :

$$f_t = \frac{L\sigma}{d} \sqrt{2\rho\mu\omega}, \quad (32)$$

где μ — вязкость воздуха. Отсюда определялся параметр δ_t :

$$\delta_t = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2\mu}{\rho\omega}}. \quad (33)$$

Опыт показывает, что теоретический расчет потерь на трение в гильм-гольцевском резонаторе дает всегда значение потерь, правильное только по порядку величины и притом всегда меньше истинного. Удельный вес этих потерь по сравнению с потерями на излучение возрастает с уменьшением ширины щели (от резонатора № 1 к резонатору № 3).

М. И. Карновский любезно обратил мое внимание на то обстоятельство, что достаточно увеличить вычисленные значения δ_t , примерно в три раза, чтобы разногласие между теоретическими и экспериментальными значениями $q_{\min}$ и $q_{\max}$ исчезло.

Список литературы

1. Карновский М. И. // ДАН СССР. 1942. Т. 37. С. 27.
2. Блохинцев Д. И. // ЖТФ. 1942. Т. 12, вып. 6. С. 317. — Статья 19 в настоящем издании. — *Прим. ред.*
3. Rayleigh. The Theory of Sound. V. II. London: MacMillan, 1926 (*Рэлей. Теория звука. Т. II. М.: Гостехиздат, 1955. — Прим. ред.*).

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
27 марта 1943 г.

ЗАТУХАНИЕ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ РУПОРА*

§ 1. Выражение коэффициента затухания через импеданс рупора

Затухание колебаний рупора вызывается излучением звука рупором, вязкостью воздуха и податливостью стенок рупора. Задача определения коэффициента затухания совпадает с задачей определения собственных частот рупора (при учете указанных выше причин, вызывающих потери звуковой энергии в рупоре).

Пусть Z есть внутренний импеданс рупора¹. Этот импеданс зависит от частоты колебаний ω' , а также от ряда параметров, определяющих потери (например, вязкости воздуха, упругости стенок рупора и т. п.). Ввиду малости этих потерь, соответствующие параметры могут быть выбраны малыми, так что Z можно разложить по степеням этих параметров. Мы рассмотрим явно только один из таких параметров — вязкость воздуха μ . Таким образом, $Z = Z(\omega', \mu)$.

Собственные частоты рупора определяются из того условия, что внутренний импеданс Z должен равняться внешнему импедансу Z_r , являющемуся импедансом присоединенной массы. Этот импеданс включает в себя потери на излучение. Z_r есть также функция ω' . Мы положим $Z_r = X_r + iY_r$, где X_r определяет потери на излучение, а Y_r — реакцию присоединенной массы устья рупора.

На основании сказанного, уравнение для определения собственных частот рупора гласит

$$Z(\omega', \mu) = X_r(\omega') + iY_r(\omega'). \quad (1)$$

Ввиду наличия потерь, частота ω' должна быть комплексной

$$\omega' = \omega + ih, \quad (2)$$

где h — коэффициент затухания колебаний частоты ω . Считая h , μ и X_r малыми, мы можем переписать (1) в виде

$$Z(\omega) + \frac{\partial Z}{\partial \omega} ih + \frac{\partial Z}{\partial \mu} \mu + \dots = X_r(\omega) + iY_r(\omega) - \frac{\partial Y_r}{\partial \omega} h. \quad (3)$$

* ЖТФ. 1943. Т. 13, вып. 11/12. С. 710–712.

¹ Под внутренним импедансом рупора мы будем поднимать импеданс рупора у его устья при заданном импедансе в его горле. Если горло рупора не закрыто жесткой стенкой, то часть потерь будет обусловлена утечкой энергии через горло (например, излучением, потерями на трение или раскачиванием мембраны, закрепленной в горле, и т. п.). Все импедансы мы будем измерять в единицах ρc , где ρ — плотность воздуха, c — скорость звука.

Величина $\mu \partial Z / \partial \mu$ должна быть действительной, и мы обозначим ее через $X_t(\omega)$. Эта величина определяет все потери в рупоре, кроме потерь на излучение. Сравнивая теперь большие и малые члены (нулевого и первого порядка) порознь, находим

$$Z(\omega) = iY_r(\omega), \quad (4)$$

$$h = \frac{X_r(\omega) + X_t(\omega)}{i \frac{\partial Z}{\partial \omega} + \frac{\partial Y_r}{\partial \omega}}. \quad (5)$$

Таким образом, задача сводится к вычислению X_r и X_t . Значения X_r и Y_r хорошо известны; для длинных волн они равны:

$$X_r = \frac{k^2 R^2}{4}, \quad Y_r = \frac{2}{\pi} k R \quad (kR \ll 1). \quad (6)$$

Здесь $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ есть волновое число, R — радиус устья рупора. Величина

$$i \frac{\partial Z}{\partial \omega} + \frac{\partial Y_r}{\partial \omega} = \frac{1}{c} \left(i \frac{\partial Z}{\partial k} + \frac{\partial Y_r}{\partial k} \right) = \frac{L}{c}, \quad (7)$$

где L — некоторая эффективная длина рупора. Таким образом,

$$h = \frac{c}{L} \frac{k^2 R^2}{4} + \frac{c}{L} X_t = h_r + h_t. \quad (8)$$

Обратимся теперь к оценке величины h_t , считая, что дополнительное затухание обусловлено вязкостью воздуха. Если бы мы имели дело с цилиндрической трубой, то h_t не зависело бы от L . Так как вязкость воздуха играет роль лишь в узкой части рупора, то обозначая ее эффективную длину через L' (для цилиндра $L' = l$, т. е. длине цилиндра), мы находим, что X_t должно быть пропорционально L' . Это позволяет написать h_t в виде

$$h_t = \frac{L'}{L} q. \quad (9)$$

Введенная здесь величина q должна быть пропорциональна кинематической вязкости воздуха ν и обратно пропорциональна квадрату радиуса узкой части рупора¹ (радиус горла a): $q = \gamma \nu / a^2$. Как показывает несложный расчет, для цилиндрической трубы $\gamma = 2,85$.

Таким образом, коэффициент затухания, обусловленный вязкостью воздуха, имеет вид

$$h_t = \gamma \frac{L'}{L} \frac{\nu}{a^2}. \quad (10)$$

где $\gamma \cong 3$. Из (8) и (10) находим отношение h_t/h_r :

$$\frac{h_t}{h_r} = 4\gamma \frac{L'}{c} \frac{\nu}{R^2 a^2 k^2}. \quad (11)$$

¹ Это выражение справедливо, если $ka \ll 1$.

Например, при $\lambda = 6 \cdot 10^2$ см, $L' = 1 \cdot 10^2$ см, $a = 1$ см, $R/a = 20$ находим $h_t/h_r = 0,50$, т. е. в этом случае потери на излучение и на трение воздуха примерно одинаковы. Но уже для $a = 2$ см $h_t/h_r = 0,03$.

Опыт показывает, что коэффициент затухания рупора в несколько раз больше расчетного значения h_r . Произведенная в этой заметке оценка потерь, вызванных вязкостью воздуха, показывает, что в большинстве встречающихся на практике случаев $h_t \ll h_r$; поэтому наблюдаемые потери должны иметь другое происхождение (вероятно, они связаны с отсутствием полной жесткости стенок рупоров, приводящим к дополнительному излучению и трению).

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
27 марта 1943 г.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В НЕОДНОРОДНОЙ И ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ*

Ведение морской и воздушной войны поставило перед исследователями ряд задач, вызвавших интерес к проблемам распространения звука в неоднородных и движущихся средах.

Известные до сих пор уравнения распространения звука при подобных условиях [1, 2] не обладают, однако, необходимой общностью, так как неявно предполагают постоянство энтропии среды, не нарушаемое происходящими в ней движениями. В настоящей работе мы намерены получить совершенно общие уравнения для распространения звука в неоднородной и движущейся среде. Единственное пренебрежение, делаемое нами в общих уравнениях, — это пренебрежение вязкостью и теплопроводностью среды, но оно не является существенным, так как влияние этих факторов на распространение звука может быть учтено особо и они ведут к известному поглощению звука.

Исходными для нашей теории являются уравнения гидродинамики вязкой и сжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \frac{\mathbf{v}^2}{2} + [\text{rot } \mathbf{v}, \mathbf{v}] = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} + \frac{\nu}{3} \nabla \text{div } \mathbf{v} - \mathbf{g}, \quad (1')$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2')$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla S) = \frac{\kappa}{\rho} \frac{\Delta T}{T} + \frac{Q}{\rho T}, \quad (3')$$

$$p = Z(\rho, S), \quad (4')$$

где $\mathbf{v}$ — скорость движения жидкости, p — ее давление, ρ — плотность, S — энтропия, T — температура, ν — кинематическая вязкость, κ — теплопроводность, Q — энергия движения, превращаемая в тепло благодаря внутреннему трению (Q пропорционально вязкости), $\mathbf{g}$ — ускорение силы тяжести. Уравнение (4') есть уравнение состояния в переменных (ρ, S) ¹. Допустим, что исходное состояние среды устойчиво. При распространении звука все величины, характеризующие исходное состояние, получают малые

* ДАН СССР. 1944. Т. 45, № 8. С. 343–346.

¹ Если среда неоднородна по составу (переменная влажность воздуха, переменная соленость воды), то уравнение состояния должно быть несколько обобщено, а система уравнений (1'), (2'), (3'), (4') пополнена уравнением, выражающим конвекцию и диффузию компонент среды.

приращения, так что $\mathbf{v}$ заменится на $\mathbf{v} + \boldsymbol{\xi}$, p на $p + \pi$, ρ на $\rho + \delta$, S на $S + \sigma$ и т. д. Подставляя эти измененные значения в (1'), (2'), (3'), (4') и пренебрегая высшими степенями малых величин $\boldsymbol{\xi}$, π , δ , σ и членами, пропорциональными ν , κ , мы получим линейные уравнения *акустики неоднородной и движущейся среды*, в которых мы пренебрегли необратимыми эффектами, имеющими место при распространении звука. Выпишем эти уравнения в явном виде:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\xi}}{\partial t} + [\text{rot } \mathbf{v}, \boldsymbol{\xi}] + [\text{rot } \boldsymbol{\xi}, \mathbf{v}] + \nabla(\mathbf{v}, \boldsymbol{\xi}) = -\frac{\nabla \pi}{\rho} + \frac{\delta \nabla p}{\rho^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla \delta) + (\boldsymbol{\xi}, \nabla \rho) + \rho \text{div } \boldsymbol{\xi} + \delta \text{div } \mathbf{v} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla \sigma) + (\boldsymbol{\xi}, \nabla S) = 0, \quad (3)$$

$$\pi = c^2 \delta + h \sigma, \quad c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S, \quad h = \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_\rho. \quad (4)$$

Здесь c^2 есть квадрат адиабатической скорости звука. Из этих уравнений следует, что если энтропия среды непостоянна или если в среде имеются вихри, то звуковые колебания будут вихревыми ($\text{rot } \boldsymbol{\xi} \neq 0$).

Рассмотрим важнейшие частные случаи. Если энтропия среды постоянна и движение среды безвихревое ($\nabla S = 0$, $\text{rot } \mathbf{v} = 0$), то из (3) следует *изоэнтропичность* звуковых колебаний ($\sigma = 0$) и, следовательно, $\pi = c^2 \delta$. Кроме того $\nabla p = c^2 \nabla \rho$. Поэтому можно ввести потенциал давления звуковой волны $\Pi = \pi/\rho$ и потенциал давления исходного потока (тепловую функцию) $\Pi_0 = \int dp/\rho$. Тогда правая часть (1) будет полным дифференциалом ($-\nabla \Pi$), так что можно еще ввести потенциал скорости звуковых колебаний φ : $\boldsymbol{\xi} = -\nabla \varphi$. Звук в рассматриваемом случае будет безвихревым. Из (1) и (2), после несложных выкладок, получим

$$\Pi = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla \varphi), \quad (5)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} - c^2 \Delta \varphi - (\nabla \Pi_0, \nabla \varphi) - \frac{d\varphi}{dt} (\mathbf{v}, \nabla \ln c^2) = 0. \quad (6)$$

Это уравнение отличается от уравнения Н. Н. Андреева и И. Г. Русакова [1] только последним членом, который у них ошибочно отсутствует.

Приближенный учет влияния завихренных потоков на распространение звука может быть осуществлен в общих уравнениях (1), (2), (3), (4) при условиях $\frac{|\text{rot } \mathbf{v}|}{\omega} \ll 1$, $\frac{c |\text{rot rot } \mathbf{v}|}{\omega |\text{rot } \mathbf{v}|} \ll 1$, $\frac{v}{c} \ll 1$ (ω — частота звука) с помощью подстановки

$$\boldsymbol{\xi} = -\nabla \psi + \int_0^t [\text{rot } \mathbf{v}, \nabla \psi] dt \quad (7)$$

(ψ — «квазипотенциал»). Получающееся здесь уравнение

$$\frac{d^2\psi}{dt^2} - c^2 \Delta\psi - (\nabla\Pi_0, \nabla\psi) - c^2 \int_0^t (\nabla\psi, \Delta\mathbf{v}) dt - \frac{d\psi}{dt} (\mathbf{v}, \nabla \ln c^2) + \\ + \left(\nabla\Pi_0, \int_0^t [\text{rot } \mathbf{v}, \nabla\psi] dt \right) = 0 \quad (8)$$

мало отличается от уравнения А. М. Обухова [2]¹.

Впрочем, более строгое уравнение, учитывающее еще и изменения энтропии среды, также приводящие к завихрению звуковых колебаний, может быть найдено как второе приближение геометрической акустики.

Приближения геометрической акустики представляют особый интерес, так как уравнения (6) и (8) получаются при очень ограничивающем предположении $\nabla S = 0$. Полная же система (1), (2), (3), (4) очень сложна. Геометрическая, лучевая акустика справедлива при условии, что исходное состояние среды мало меняется на протяжении длины звуковой волны $\lambda = 2\pi/k$ ($k = \omega/c$).

Чтобы получить уравнения геометрической акустики, положим

$$\xi = \xi_0 e^{i\Phi}, \quad \pi = \pi_0 e^{i\Phi}, \quad \sigma = \sigma_0 e^{i\Phi}, \quad \Phi = \omega t - k_0 \Theta, \quad (9)$$

где Φ — фаза, $k_0 = \omega/c_0$ — волновое число в условно нормальной среде, $k_0 \Theta$ — часть фазы, зависящая от координат, ξ_0 , π_0 , σ_0 — медленно меняющиеся амплитуды. Подстановка (9) в (1), (2), (3), (4) дает

$$ik_0 \left(q\xi_0 - \nabla\Theta \frac{\pi_0}{\rho} \right) = \mathbf{b}, \quad (10)$$

$$ik_0 \left[\frac{1}{c^2} (q\pi_0 - qh\sigma_0) - \rho(\xi_0, \nabla\Theta) \right] = b_4, \quad (11)$$

$$ik_0 q\sigma_0 = b_5, \quad q = c_0 - (\mathbf{v}, \nabla\Theta), \quad (12)$$

где величины b , b_4 , b_5 зависят от ξ_0 , π_0 , σ_0 и не содержат k_0 . Считая k_0 большим и представляя ξ_0 , π_0 , σ_0 в виде рядов:

$$\xi_0 = \xi'_0 + \frac{\xi''_0}{ik_0} + \dots, \quad \pi_0 = \pi'_0 + \frac{\pi''_0}{ik_0} + \dots, \quad \sigma_0 = \sigma'_0 + \frac{\sigma''_0}{ik_0} + \dots, \quad (13)$$

получим для первого приближения ξ'_0 , π'_0 , σ'_0 уравнения (10), (11), (13), однако без правой части. Условие разрешимости этих однородных уравнений приводит к уравнению эйконала

$$|\nabla\Theta|^2 = \frac{q^2}{c^2} \quad (14)$$

¹ А. М. Обухов допускает, что $(c/\omega) \nabla \ln c^2 \ll 1$, но это необязательно для вывода уравнения (8).

(q/c можно рассматривать как показатель преломления звуковых волн; величина его зависит от направления волн и ветра). Эти же уравнения дают

$$\xi'_0 = \nabla \Theta \frac{\pi'_0}{\rho q}, \quad \sigma'_0 = 0, \quad (15)$$

т. е. в первом приближении звук распространяется *изоэнтропически*. Первое уравнение устанавливает связь между давлением и скоростью звуковых колебаний.

Из равенства $d\Phi/dt = 0$ и (14) получаем *фазовую скорость* звуковых волн

$$V_f = c + v_n, \quad (16)$$

где v_n — проекция скорости потока на нормаль к поверхности постоянной фазы. Эта формула, получающаяся у нас как вывод из строгой теории, была положена Р. Эмденом [3] в основу геометрической теории распространения звука в качестве одного из исходных предположений. Важно найти не только геометрию волнового поля, но и вычислить величины, характеризующие интенсивность звука. Для этого следует обратиться ко второму приближению. Нетрудно видеть, что уравнения для второго приближения будут неоднородными, а их левые части будут совпадать с однородными уравнениями для первого приближения. Поэтому условием их разрешимости будет ортогональность правых частей к решениям сопряженных уравнений. Длинное вычисление позволяет представить это условие в виде закона сохранения

$$\frac{\partial \epsilon'_0}{\partial t} + \operatorname{div}(\epsilon'_0 \mathbf{V}_S) = 0, \quad (17)$$

где $\mathbf{V}_S = c\mathbf{n} + \mathbf{v}$ ($\mathbf{n}$ — вектор нормали к волне), $\mathbf{V}_S$ — скорость распространения энергии (*лучевая скорость*), а ϵ'_0 — средняя энергия звука, равная

$$\epsilon'_0 = \frac{\pi_0'^2 c_0}{\rho q c^2}. \quad (18)$$

Средний поток энергии $\mathbf{N}'_0$ оказывается равным

$$\mathbf{N}'_0 = \epsilon'_0 \mathbf{V}_S = \left(\pi_0' \xi'_0 + \frac{\pi_0'^2}{\rho c^2} \mathbf{v} \right) \frac{c_0}{q}. \quad (19)$$

Если рассмотреть лучевую трубку (трубку, образующие которой направлены по $\mathbf{V}_S$) с поперечным сечением s , то для стационарных процессов из (17) и (18) получаем

$$\frac{\pi_0'^2 s V_S}{\rho q c^2} = \text{const}, \quad (20)$$

откуда можно вычислить давление π'_0 , если оно известно в каком-нибудь сечении трубки (например, около источника звука). В частности, из (20) для спокойной, изотермической атмосферы ($c = c_0$, $V_S = c_0$, $\rho = \rho_0 e^{-\alpha Z}$), для

плоской волны ($s = \text{const}$) получаем: $\pi'_0 = \text{const} \sqrt{\rho}$, т. е. давление звуковой волны экспоненциально убывает с высотой z (скорость колебаний ξ'_0 , как следует из (15), напротив, возрастает как $1/\sqrt{\rho}$). Таким образом условие разрешимости уравнений второго приближения позволяет найти выражения для плотности, звуковой энергии и для потока энергии и уравнение для давления, из которого можно немедленно вычислить давление звука, коль скоро основная задача геометрической акустики — нахождение лучей — решена.

Список литературы

1. Андреев Н. Н., Русаков И. Г. Акустика движущейся среды. М.–Л.: ГТТИ, 1934.
2. Обухов А. М. // ДАН. 1943. Т. 39. С. 46.
3. Emden R. // Meteorolog. Z. 1918. Bd. 35. S. 13.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
10 мая 1944 г.

Комментарий. Позднее в монографии «Акустика неоднородной движущейся среды» Д. И. Блохинцев, останавливаясь на вопросах распространения звука в атмосфере и воде, отмечает важную роль градиентов температуры и силы ветра в процессах распространения звука в неоднородной движущейся среде и подчеркивает, что ничтожные градиенты температуры и силы ветра приводят к значительным искривлениям звуковых лучей. Эту мысль он иллюстрирует примерами расчетов распространения звука в реальной атмосфере, которые объясняют образование так называемых зон молчания. Впервые зоны молчания были наблюдаемы во время Первой мировой войны, когда было обнаружено, что слышимость артиллерийской канонады в некоторых случаях оказывалась бóльшей в местах, более удаленных от источников звука, нежели в соседстве с ними.

Позднее зоны молчания и так называемые зоны конвергенции звука были обнаружены в море. Их образование связано, в основном, с изменением температуры воды по глубине. Было указано также на важную роль градиентов течений в море для процессов распространения звука.

Л. М. Лямшев

ВИХРЕВОЙ ЗВУК*

Излагается теория звука, возникающего при обтекании потоком воздуха (или жидкости) тел простой формы (цилиндра, пластинки). Выводы теории согласуются с опытными данными. Попутно дано обобщение теоремы Кирхгофа на случай движущейся среды.

1. Введение

Звук, возникающий при обтекании тел воздухом, со времени классического исследования Струхаля [1] о звучании «эоловой арфы» по сию пору остается предметом многочисленных, преимущественно экспериментальных исследований. Значение этих исследований определяется не только запросами теоретической аэро- и гидромеханики, но и практической задачей борьбы с шумом вентиляторов, пропеллеров и других быстро движущихся деталей машин. В этом случае мы имеем дело с периодическими движениями тела в воздухе (вращением), и возникающий при этом звук, как хорошо известно [2], имеет двоякое происхождение.

Периодическое движение тела сообщает среде периодические импульсы, которые в волновой зоне распространяются в виде звуковой волны. Этот звук называют звуком вращения.

С другой стороны, с тела периодически срываются вихри. Сообщаемые ими импульсы также порождают звуковые волны. Этот звук называют вихревым шумом или вихревым звуком. Он сохраняется в полной мере и при обтекании тела равномерным потоком, когда о звуке вращения не может быть и речи. Звук вращения и вихревой звук могут быть легко отделены друг от друга по различию в спектре и направленности. Их относительная роль в общем шуме машины примерно одинакова¹, а во многих случаях вихревой звук преобладает над звуком вращения (например, в вентиляторах [3]).

Наиболее простые условия для изучения вихревого звука реализуются при обтекании равномерным потоком воздуха цилиндров или пластинок. В недавнее время образование звука при этих условиях было обстоятельно изучено Ленертом [4] и Холле [5]. Их работы содержат также весьма полный обзор

* ЖТФ. 1945. Т. 15, № 1-2. С. 71-83.

¹ Если наблюдение шума машины производится на большем расстоянии, то необходимо учесть различное поглощение в воздухе различных частот. Так как в воздухе поглощаются преимущественно высокие частоты, то, например, звук далекого самолета практически сводится к самой низкой частоте звука винта и мотора. Это обычно — основная гармоника выхлопа или звука вращения винта.

литературы¹. Если кратко резюмировать результаты экспериментальных исследований, относящихся к вихревому звуку, то они выглядят следующим образом. Спектр вихревого звука состоит из сравнительно слабого непрерывного фона (вихревой шум в узком смысле слова) и одного резкого высокого и острого пика, значительно перекрывающего по своей интенсивности указанный фон. Именно это обстоятельство позволяет говорить о вихревом звуке (вместо шума). Частота, отвечающая этому пику, была объектом многочисленных исследований, основной результат которых подтверждает формулу, установленную еще Струхалем [1]. Согласно Струхалю, частота вихревого звука f определяется исключительно скоростью потока v , размерами тела d и его формой:

$$f = \kappa \frac{v}{d}, \quad (1)$$

где κ — безразмерное число Струхалия.

Значение κ для цилиндра, если считать, что d — это его диаметр, равно приблизительно 0,18. В этом случае формула (1) проверена в интервале чисел Рейнольдса от $Re = 10^3$ до $Re = 3 \cdot 10^4$. Для пластинок сохраняет силу эта же формула, если положить $d = b \sin \alpha + \delta \cos \alpha$, где b — ширина пластинки, δ — ее толщина, α — угол атаки (для $\alpha < 15^\circ$ наблюдается значительная зависимость κ от числа Re [4]).

Интенсивность вихревого звука изучена менее обстоятельно, однако все авторы стремятся представить ее зависимость от скорости потока в виде

$$J = qv^n, \quad (2)$$

причем из измерений определяется величина показателя n . По измерениям Холле [5], n лежит между 6 и 8 (в окончательной эмпирической формуле он принимает $n = 7$). Измерения Юдина [3] шума вентиляторов привели к $n = 5,5$. Неопубликованные измерения Сухаревского, исследовавшего шум трубы ЦАГИ Т-1, дали $n = 6$. Непомнящий, измерявший вихревой шум от модели двухлопастного винта [2] в области углов атаки ($\alpha > 15^\circ$), где справедливо соотношение Струхалия [1], получает² $n = 6$.

¹ См. также Phillips O. M. The Intensity of Aeolian tones // J. Fluid Mech. 1956. V. 1. P. 607–624; Etkin B., Korbacher W. K., Keefe R. T. Acoustic Radiation from a Cylinder in a Fluid Stream (Aeolian tones) // J. Acoust. Soc. of America. 1957. V. 29, No. 1. P. 30–36; Лямшева Л. М. Об эоловых тонах // Акуст. журн 1962 Т 8, № 1. С 91–98. — Прим. Лямшева Л. М.

² Исходя из соображений размерности, Непомнящий указывает, что n должно равняться 4 (и стремится согласовать этот вывод со своими измерениями, что, однако, оказывается недостаточно убедительным). К этому же заключению приходит Холле

Однако обычный вывод из размерности, приводящий к $n = 4$, основан на ошибке. Рассматривая возможные комбинации характеризующих поток величин, считают число Маха v/c равным нулю и, следовательно, игнорируют сжимаемость газа. Между тем ясно, что, игнорируя сжимаемость газа, нельзя сделать никаких выводов об интенсивности звука, распространяющегося в волновой зоне.

Учет конечности отношения v/c полностью нарушает логику вывода, приводящего к $n = 4$ Юдин [3], исходя из представления о дипольном характере источника вихревого звука, вывел формулу для J , дающую $n = 6$ Однако теоретические основы его вывода представляются нам во многих отношениях необоснованными и сомнительными.

Таким образом, по всей совокупности данных следует считать n близким к 6.

Такая значительная зависимость интенсивности вихревого звука от скорости набегающего на тело потока приводит, в частности, к тому, что вихревой звук, порождаемый лопастью винта или вентилятора, исходит в основном от крайних частей лопасти. В силу этого, несмотря на различие линейных скоростей, с которыми движутся различные элементы лопасти винта, спектр вихревого звука винта все же имеет резко выраженную частоту, подчиняющуюся соотношению Струхаля [1]. В упоминавшейся работе Холле указано также на характер зависимости интенсивности звука вихрей от размеров цилиндра. При удлинении цилиндра, меньших 30, судя по кривой, приведенной в его работе, интенсивность пропорциональна L^m , где L — длина цилиндра, а m лежит между 2 и 3; при удлинении, больших 30, интенсивность заведомо линейно растет с L и d . Зависимость вида L^m при $L/d < 30$ Холле объясняет ролью концевых эффектов, однако применявшееся им устройство практически исключает эти эффекты (цилиндр зажимался между двумя большими дисками, и при этом неплохо реализовались условия плоскопараллельного течения).

Что касается направленности вихревого звука, то Юдиным [3] было показано, что она не отличается от направленности диполя, момент которого ориентирован перпендикулярно к скорости потока, набегающего на лопасть. Ось восьмерки, представляющей полярную диаграмму направленности вихревого звука, совпадает, таким образом, с осью винта. Вихревой звук имеет максимальную интенсивность вперед и назад по оси винта.

В дальнейшем мы намерены показать, что перечисленные здесь экспериментальные результаты, относящиеся к вихревому звуку, могут быть последовательно истолкованы теоретически, исходя из представления о вихревой дорожке Кармана [7], срывающейся с плохообтекаемых тел. Существование такой дорожки можно считать доказанным для случая обтекания цилиндров и пластинок. Вместе с тем, пригодность нашей теории будет также ограничена телами такой простой формы. Расчету вихревого звука, возникающего при обтекании тел указанной формы, мы предположим вывод теоремы Кирхгофа для волнового уравнения при наличии постоянного ветра, с помощью которой можно выразить значение потенциала в любой точке пространства и в любой момент времени через значения этого потенциала и его производных на некоторой поверхности.

В основном наши возражения направлены против: 1) использования линейной связи между давлением и скоростью на поверхности тела, в то время как на самом деле эта связь существенно нелинейна; 2) предположения о потенциальном характере потока в области, где рождаются вихри, отрывающиеся от тела. Первое из этих возражений относится также к вычислениям звука [6] вращения от самолетного винта, произведенным Гутиним и Непомнящим [2]. Однако нам удалось для случая потенциального потока найти условия, при которых для вычисления звука можно игнорировать ту часть давления, которая нелинейно связана со скоростью потока. Соблюдены ли эти условия в упомянутой работе Непомнящего, пока судить нельзя. Мы надеемся осветить этот вопрос в ближайшее время.

2. Теорема Кирхгофа для волнового уравнения при наличии постоянного ветра

Фиксируем систему координат ξ', η, ζ, τ , связанную с некоторым твердым телом. Если среда движется относительно этого тела с постоянной скоростью v , направленной по оси $O\xi'$, то волновое уравнение для потенциала звукового поля φ имеет вид¹

$$(1 - \beta^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi'^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \zeta^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tau^2} - \frac{2\beta}{c} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tau \partial \zeta} = 0, \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (3)$$

Если ввести переменную $\xi = \xi' / \sqrt{1 - \beta^2}$, то уравнение (3) запишется так

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tau^2} - \frac{2\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tau \partial \zeta} = 0. \quad (3')$$

Координаты ξ, η, ζ, τ связаны с координатами x, y, z, t системы, которая покоится относительно среды, следующими формулами:

$$\xi = \frac{x + vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \eta = y, \quad \zeta = z, \quad \tau = t. \quad (4)$$

Для того чтобы вывести теорему Кирхгофа, найдем сперва сингулярное решение (функцию Грина) для уравнения (3').

Напомним, что для обычного волнового уравнения (т. е. уравнения (3') при $\beta = 0$) сингулярное решение имеет вид²

$$\chi = \frac{F(t \pm r/c)}{r}, \quad (5)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, F — произвольная функция. Это решение представляет сферические волны, расходящиеся от покоящегося точечного источника (запаздывающий потенциал) и сходящиеся к нему (опережающий потенциал). В случае уравнения (3') сингулярное решение также представляет сходящиеся или расходящиеся волны, но от движущегося с постоянной скоростью точечного источника. Прямой подстановкой в уравнение (3') можно убедиться, что искомое решение определяется формулой³

$$\chi = \frac{F\left(\tau + \frac{R}{c}\right)}{r}, \quad (5')$$

¹ Это уравнение получается из волнового уравнения $\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tau^2} = 0$ переходом к другой инерциальной системе координат. Как известно, волновое уравнение неинвариантно относительно преобразования Галилея. См., например: *Андреев Н. Н., Русаков И. Г.* Акустика движущейся среды. М.-Л.: ГТТИ, 1934.

² См.: *Лорентц Г. А.* Теория электронов. М.-Л.: ГТТИ, 1934. С. 318. [Второе издание этой книги: *Лорентц Г. А.* Теория электронов. М.: Гостехиздат, 1953, 1956. С. 339. Доказательство теоремы Кирхгофа можно найти также в книге *Смирнов В. И.* Курс высшей математики. Т II, раздел 212. М.: Физматлит, 1965. — *Прим. ред.*]

³ Эта формула при $F = \text{const}$ дает хорошо известный из электронной теории потенциал Ленарда-Вихерта для равномерно движущегося точечного заряда.

где F — опять произвольная функция, $r = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}$ и, наконец,

$$R = \frac{\beta\xi \pm r}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (6)$$

причем знак «+» отвечает опережающему потенциалу, а знак «-» запаздывающему.

Мы обратимся теперь к основной задаче этого параграфа — отысканию выражения потенциала $\varphi_P(\tau)$ в любой точке пространства P и в любой момент времени через значение потенциала и его производных на некоторой поверхности S , которую будем считать неподвижной в системе координат (ξ, η, ζ) . Для этой цели, наряду с уравнением (3') для φ , выпишем уравнение¹ для сингулярного решения (5')

$$\nabla^2 \chi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial \tau^2} - \frac{2\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \chi}{\partial \tau \partial \zeta} = 0. \quad (7)$$

Умножая (3') на χ , а (7) на φ , вычитая одно из другого и интегрируя результат по некоторому объему Ω , заключенному внутри S , и по времени от $\tau = \tau_1$ до $\tau = \tau_2$ (таким образом мы интегрируем по некоторому четырехмерному объему), мы получим

$$\begin{aligned} \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \int_{\Omega} d\Omega (\varphi \nabla^2 \chi - \chi \nabla^2 \varphi) - \frac{1}{c^2} \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \int_{\Omega} d\Omega \left(\chi \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tau^2} - \varphi \frac{\partial^2 \chi}{\partial \tau^2} \right) - \\ - \frac{2\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \frac{1}{c} \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \int_{\Omega} d\Omega \left(\varphi \frac{\partial^2 \chi}{\partial \tau \partial \zeta} - \chi \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tau \partial \zeta} \right) = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Первые два интеграла имеют тот же вид, что и при выводе теоремы Кирхгофа для обычного волнового уравнения (отличаются лишь видом χ — (5') вместо (5)). Так как при этом характер сингулярности обоих χ один и тот же, то к этим двум интегралам мы можем полностью применить все те выкладки, которые читатель может найти в цитированной выше книге Лорентца (с. 318). Именно, внутри объема Ω мы должны выделить небольшой объем, заключающий в себя точку P , в которой мы хотим определить потенциал φ_P , и должны исключить этот объем из области интегрирования, так как в этой точке несправедливо преобразование Грина

$$\int_{\Omega} (\varphi \nabla^2 \chi - \chi \nabla^2 \varphi) d\Omega = \int_S \left(\varphi \frac{\partial \chi}{\partial n} - \chi \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right) d\sigma, \quad (9)$$

где $\partial/\partial n$ означает производную по внешней нормали к поверхности S , окружающей объем Ω и точку P . Далее, как показано Лорентцом [8], для

¹ Уравнение (7) рассматривается вне особых точек решения (5'), поэтому δ -образные источники в правой части этого уравнения не выписаны.

надлежащего преобразования в четвертом измерении сингулярное решение χ следует выбрать так, чтобы оно представляло сходящийся к началу координат ($r = 0$) импульс, сосредоточенный на сферической поверхности. Это означает, что χ должно быть взято в виде δ -функции, т. е.

$$\chi = \frac{\delta\left(t + \frac{r}{c}\right)}{r} \quad (10)$$

или, в нашем случае движущихся источников, следует взять χ в виде

$$\chi = \frac{\delta\left(t + \frac{R}{c}\right)}{r}, \quad R = \frac{\beta\xi + r}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (10')$$

Тогда получим, по Лорентцу:

$$\begin{aligned} \varphi_P(0) = \frac{1}{4\pi} \int \left[\frac{1}{r} \left(\frac{\partial\varphi}{\partial n} \right)_{\tau=-\frac{R}{c}} - \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) (\varphi)_{\tau=-\frac{R}{c}} + \frac{1}{cr} \frac{\partial R}{\partial n} \left(\frac{\partial\varphi}{\partial \tau} \right)_{\tau=-\frac{R}{c}} \right] d\sigma - \\ - \frac{2\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \frac{1}{c} \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \int_{\Omega} d\Omega \left(\varphi \frac{\partial^2 \chi}{\partial \tau \partial \xi} - \chi \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tau \partial \xi} \right), \quad (11) \end{aligned}$$

где $\varphi_P(0)$ есть значение потенциала в точке P в момент времени $\tau = 0$ (выбранный произвольно). Эта формула отличается от формулы Кирхгофа заменой эффективного расстояния r на R и последним интегралом, пропорциональным скорости движения β . Этот интеграл может быть также преобразован в поверхностный:

$$\begin{aligned} \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \int_{\Omega} d\Omega \left(\varphi \frac{\partial^2 \chi}{\partial \tau \partial \xi} - \chi \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tau \partial \xi} \right) &= \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\varphi \frac{\partial \chi}{\partial \tau} \right) d\Omega - \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \chi \right) d\Omega = \\ &= \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \int \varphi \frac{\partial \chi}{\partial \tau} d\sigma_{\xi} - \int_{\Omega} d\Omega \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \frac{\delta\left(\tau + \frac{R}{c}\right)}{r} \Bigg|_{\tau_1}^{\tau_2} = \\ &= \int \varphi \frac{\delta\left(\tau + \frac{R}{c}\right)}{r} \Bigg|_{\tau_1}^{\tau_2} d\sigma_{\xi} - \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \int \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \frac{\delta\left(\tau + \frac{R}{c}\right)}{r} d\sigma_{\xi} - \\ &\quad - \int_{\Omega} d\Omega \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \frac{\delta\left(\tau + \frac{R}{c}\right)}{r} \Bigg|_{\tau_1}^{\tau_2} = - \int \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right)_{\tau=-\frac{R}{c}} \frac{1}{r} d\sigma_{\xi}, \quad (12) \end{aligned}$$

где $d\sigma_\xi$ — проекция элемента площади на ось $O\xi$ (в выкладках использованы свойства δ -функции и то, что $\tau_1 + R/c < 0$, а $\tau_2 + R/c > 0$). Подставляя этот результат в (11) и смещая отсчет времени в точку τ , получаем окончательно

$$\varphi_P(\tau) = \frac{1}{4\pi} \int \left\{ \frac{1}{r} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right] - \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) [\varphi] + \frac{1}{cr} \frac{\partial R}{\partial n} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right] \right\} d\sigma + \frac{2\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{1}{c} \int \frac{1}{r} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right] d\sigma_\xi, \quad (13)$$

где скобки $[]$ означают, что стоящая в них величина берется в момент времени $\tau - R/c$. Таким образом, $\varphi_P(\tau)$ представляет собой запаздывающий потенциал. Для гармонической зависимости граничных значений от времени

$$\varphi = \psi e^{i\omega\tau}, \quad k = \frac{\omega}{c} \quad (14)$$

получаем

$$\psi_P = \frac{1}{4\pi} \int \left\{ \frac{\partial \psi}{\partial n} \frac{e^{-ikR}}{r} - \psi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-ikR}}{r} \right) \right\} d\sigma + \frac{2i\beta k}{\sqrt{1-\beta^2}} \int \psi \frac{e^{-ikR}}{r} d\sigma_\xi, \quad (15)$$

причем направление вектора $\mathbf{r}$ считается от точки P к элементу поверхности. Последняя формула явно учитывает эффект Доплера. В самом деле, допустим, что мы рассматриваем поверхность S из удаленной точки $P(r \rightarrow \infty)$. В этом пределе $\psi_P e^{ikr}$ принимает вид

$$\varphi_P(\tau) = A \frac{\exp\left(i\omega\left(\tau - \frac{R}{c}\right)\right)}{r} = A \frac{e^{i\alpha}}{r}, \quad (16)$$

где A зависит от направления $\mathbf{r}$. Наблюдаемая частота ω' , вообще говоря, будет зависеть от времени, так как R зависит от τ . Но при достаточно медленном изменении R понятие частоты сохраняет смысл и она может быть определена как производная фазы α по времени

$$\omega' = \frac{d\alpha}{d\tau} = \omega \left(1 - \frac{1}{c} \frac{dR}{d\tau} \right). \quad (17)$$

Вычислим теперь $dR/d\tau$. Согласно (10), имеем

$$\frac{1}{c} \frac{dR}{d\tau} = \frac{\beta + \xi/r}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{1}{c} \frac{d\xi}{d\tau},$$

но при $r \rightarrow \infty$ находим

$$\xi = -\xi_P = -\frac{x_P + vt}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

следовательно,

$$\frac{1}{c} \frac{d\xi}{d\tau} = -\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Подставляя это в (17), получаем формулу для эффекта Доплера

$$\omega' = \omega \frac{1 - \frac{\xi_P \beta}{r}}{1 - \beta^2} = \omega \frac{1 - \beta \cos \vartheta}{1 - \beta^2}. \quad (18)$$

Здесь уместно напомнить, что в этой формуле $\beta > 0$ соответствует движению среды по оси Ox , следовательно, движению источника против оси Ox .

3. Расчет вихревого звука

На рис. 1 изображены сечение обтекаемого потоком газа или жидкости цилиндра и возникающая позади него вихревая дорожка Кáрмана (вместо цилиндра можно было бы рассматривать пластинку). Мы берем систему координат ξ, η, ζ , в которой тело покоится, а среда движется со скоростью v по направлению оси $O\xi$. Пространственный период дорожки Кармана есть l , а ее ширина $2h$. Из теории дорожки [7] следует, что $h/l = 0,28$. В выбранной нами системе координат дорожка движется со скоростью $V = v - u$, причем отношение u/v , как и отношение l к размерам тела, зависит от формы последнего. Как известно, для цилиндра $u/v = 0,14$, $l/d = 4,3$ (d — диаметр цилиндра), а для пластинки $u/v = 0,20$, $l/d = 5,5$ (d — ширина пластинки).

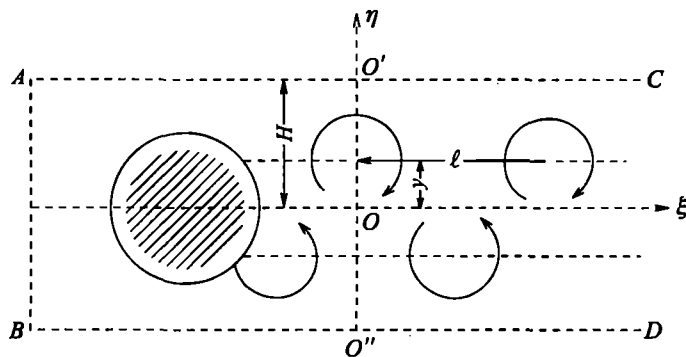


Рис. 1

Непрерывное существование вихревой дорожки Кармана поддерживается периодическим срывом вихрей с кромок тела. Очевидно, что в выбранной нами системе координат частота этих срывов равна

$$f = \frac{v - u}{l} = \kappa \frac{v}{d}, \quad (19)$$

где $\kappa = 0,20$ (для цилиндра) и $\kappa = 0,15$ (для пластинки).

Срывающиеся вихри порождают импульсы, распространяющиеся вдали от тела в виде звуковой волны, обладающей частотой (19). Значения κ находятся в хорошем согласии с опытом, и этот результат теории Кармана, приводящей к соотношению Струхала между частотой звука, скоростью потока и размерами тела, достаточно известен.

Мы покажем теперь, что звуковая волна возникает только за счет развития и срыва вихрей и что, коль скоро вихрь вошел в дорожку Кармана, то он уже не является источником звука. Этот вход в дорожку происходит позади тела, примерно на расстоянии $\sim l/2$ (область точки $\xi = 0$). Правее лежит область дорожки Кармана ($\xi > 0$), в которой вихри равномерно движутся со скоростью $V = v - u$. В этой области все возмущения зависят от времени только через величину $\xi - Vt$, так что существует такая система координат (движущаяся со скоростью V), в которой эти возмущения не зависят от времени. В таких случаях излучение невозможно. В самом деле, пусть возмущения зависят от времени только через величину $\xi - Vt$, тогда потенциал φ , вызванный этими возмущениями, будет иметь вид $\varphi(\xi - Vt, \eta, \zeta)$. Разложим его на систему цилиндрических волн

$$\varphi(\xi - Vt, \eta, \zeta) = \int C(\alpha, \beta) e^{i\alpha(\xi - Vt)} H_0(\beta\rho) d\alpha d\beta, \quad (20)$$

где $\rho^2 = \eta^2 + \zeta^2$, а H_0 есть функция Ханкеля. Для больших ρ , т. е. в волновой зоне, мы будем иметь для отдельных цилиндрических волн следующее асимптотическое выражение:

$$\varphi_{\alpha\beta}(\xi - Vt, \eta, \zeta) = \frac{e^{i\alpha(\xi - Vt) + i\beta\rho}}{\sqrt{\rho}} = \frac{e^{i(\alpha\xi + \beta\rho) - i\omega t}}{\sqrt{\rho}}, \quad (21)$$

где $\omega = \alpha V$. Но для звуковых волн должно быть

$$\alpha^2 + \beta^2 = \frac{\omega^2}{c^2} = \alpha^2 \frac{V^2}{c^2}, \quad (22)$$

где c — скорость звука. Отсюда видно, что при $V < c$, $\beta^2 < 0$ и, следовательно, в волновой зоне $\varphi_{\alpha\beta}$ экспоненциально убывает, т. е. в волновой зоне поле равно нулю. При $V > c$ излучение возможно, причем из (22) находим, что угол ψ между фронтом волны и скоростью равен углу Маха

$$\sin \psi = \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} = \frac{c}{V}. \quad (23)$$

Таким образом, при расчете звука мы можем не принимать во внимание саму дорожку Кармана — она не является источником звука. Источником звука является область, примыкающая к телу (на рис. 1 область $AO'O''B$).

Из формулы для частоты звука (19) следует, что длина волны λ вихревого звука, равная $\frac{c}{f} = d \frac{1}{\kappa v} \frac{c}{v}$, больше не только размеров тела d , но и периода дорожки Кармана. В силу этого вблизи тела можно найти такую область,

в которой жидкость можно считать несжимаемой и, с другой стороны, все же столь удаленную от тела, что движение в ней можно принять потенциальным, причем потенциал φ должен тогда удовлетворять уравнению (3'). Для этого необходимо, чтобы связь между давлением p и потенциалом была бы линейной, иными словами, в формуле¹

$$p = \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{\rho}{2} (\nabla \varphi)^2$$

можно было бы пренебречь вторым членом по сравнению с первым. В самой дорожке Кармана это достигается при удалениях от средней линии дорожки на расстояние H , удовлетворяющее неравенству

$$\frac{1}{2\sqrt{2}} \gg \exp\left(-\frac{2\pi H}{l}\right),$$

что уже хорошо выполняется при $H \cong l/2$. Допустим, что мы нашли каким-либо путем значения этого потенциала φ . Тогда, применяя обобщенную формулу Кирхгофа (13) или (15), мы можем выразить значения φ в любой точке пространства через значения этой величины и ее производных на некоторой, надлежащим образом выбранной, поверхности S . Проведем эту поверхность так, как показано на рис. 1. Впереди тела это будет плоскость AB и затем две плоскости, отстоящие на $\pm H$ от средней линии (след их на рисунке — AC и BD). Далее мы будем рассматривать отрезок цилиндра длиной L ($-L/2 < \zeta < L/2$) и концевые эффекты будем игнорировать.

Вихри срываются с тела, вероятно, не совсем регулярно, так что, помимо основной частоты Струхала, в спектре вихревого звука, как мы уже упоминали, присутствуют и другие частоты (шумовой фон). Мы выделим доминирующую по интенсивности частоту и ограничимся рассмотрением звука только этой, отвечающей образованию идеальной дорожки Кармана, частоты. Применяя теперь формулу (15) к части потенциала, имеющей частоту (19), мы распространим интегрирование по указанной на рис. 1 поверхности. Интеграл по поверхности распадается на две существенно различные части: интеграл по поверхности $O''BAO'$, лежащей в неволновой зоне, вблизи тела, и на интеграл по плоскостям $O'C$ и $O''D$, между которыми находится дорожка Кармана и которые лежат значительной частью в волновой зоне источника звука.

Значения потенциала φ и его производных на первой из указанных поверхностей могут быть заменены значениями φ_0 , представляющими движение несжимаемой жидкости. Тогда интеграл по AB обращается в ноль, так как эта поверхность проведена в невозмущенном потоке, где $\varphi_0 = 0$, и останутся лишь интегрирования по AO' и BO'' . На плоскостях $O'C$ и $O''D$, уходящих в бесконечность, потенциал φ можно представить в виде суммы потенциалов φ_0 и φ' . Первый представляет потенциал дорожки Кармана, и интеграл от него должен исчезнуть в волновой зоне, так как (как было

¹ Здесь ρ — плотность жидкости или газа.

объяснено выше) дорожка Кармана не может быть источником звука¹. Вторая часть φ' представляет часть волнового поля, исходящего от срывающихся вихрей. Интеграл от φ' даст в точке наблюдения P некоторый не исчезающий потенциал φ''_P . Обозначая часть поля, происходящую от интегрирования по AO и BO , через φ'_P , мы получим для полного поля $\varphi_P = \varphi'_P + \varphi''_P$. При этом из (15) следует, что

$$\varphi'_P = \frac{1}{4\pi} \int_{\xi_1}^{\xi_2} d\xi \int_{-L/2}^{L/2} d\zeta \left\{ \frac{\partial \varphi_0}{\partial \eta} \frac{e^{-ikR}}{r} - \varphi_0 \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{e^{-ikR}}{r} \right) \right\}_{\eta=H} - \\ - \frac{1}{4\pi} \int_{\xi_1}^{\xi_2} d\xi \int_{-L/2}^{L/2} d\zeta \left\{ \frac{\partial \varphi_0}{\partial \eta} \frac{e^{-ikR}}{r} - \varphi_0 \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{e^{-ikR}}{r} \right) \right\}_{\eta=-H}, \quad (24)$$

где ξ_1 есть координата точки A , а ξ_2 лежит около 0, так что $\xi_2 - \xi_1 \cong l$ и $H \cong l/2$.

Мы предположим теперь, что симметрия потока в той области, в которой возникают и развиваются вихри, такая же, как и симметрия потока в установившейся дорожке Кармана. Такое допущение следует считать весьма естественным для той части потока, которая описывается потенциалом, имеющим частоту Струхаля. Эта симметрия характеризуется соотношениями²

$$\varphi_0(\xi, H, \zeta) = -\varphi_0(\xi, -H, \zeta), \quad \frac{\partial \varphi_0(\xi, H, \zeta)}{\partial \eta} = \frac{\partial \varphi_0(\xi, -H, \zeta)}{\partial \eta}, \quad (25)$$

причем φ связано со скоростью v и давлением p формулами

$$v_\eta = \frac{\partial \varphi_0}{\partial \eta} \quad (\text{и т. д.}), \quad p = i\omega \rho \varphi_0 - \rho v \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \quad (\omega = 2\pi f). \quad (26)$$

При этих условиях формула (24) ведет к дипольному характеру вихревого излучения (плюс высшие квадрупольные и т. п. излучения, интенсивности которых будут в $(kl)^2$ раз меньше основного дипольного излучения, а зависимость от скорости — на две степени выше). Действительно, разлагая в ряд по степеням (kH) функции $\frac{e^{-ikR}}{r}$ и $\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{e^{-ikR}}{r} \right)$ и переходя к пределу $r \rightarrow \infty$, мы получим из (24) и (25)

$$\varphi'_P = -\frac{e^{i\omega(\tau-R/c)}}{2\pi r} \frac{\partial R}{\partial \eta} ikH \int_{\xi_1}^{\xi_2} d\xi \int_{-L/2}^{L/2} d\zeta \left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial \eta} + \frac{\varphi_0}{H} \right)_{\eta=H} + \dots \quad (27)$$

¹ Этот общий вывод может быть подтвержден и прямым вычислением интегралов от φ_0 по $O'C$ и $O''D$, если заимствовать φ_0 из теории Кармана.

² При больших значениях ξ в самой дорожке Кармана, помимо (25), имеется еще периодичность по $O\xi$ с периодом l .

Величины $\partial\varphi_0/\partial\eta$ и φ_0/H заведомо пропорциональны скорости потока v , и их средние значения по участку поверхности отличаются от v лишь множителем. Величина H примерно равна $l/2$. Наконец, $\partial R/\partial\eta$, если пренебречь величинами порядка v^2/c^2 , совпадает с косинусом угла ϑ между осью $O\eta$ и направлением в точку наблюдения. Поэтому мы можем написать

$$\varphi'_P = -\frac{ik\alpha v}{4\pi r} \exp(i\omega\tau - i\omega R/c) L l^2 \cos^2 \vartheta, \quad (28)$$

где α — числовой коэффициент < 1 , представляющий среднее значение безразмерной скорости по оси $O\eta$ в плоскости AO' .

Обратимся теперь к обсуждению величины дополнительного поля φ''_P , которое не может быть непосредственно вычислено. Оно представляет собой часть поля, излучаемого вихрями.

Так как выбранные нами поверхности интеграции AO' и BO'' проходят вблизи источника звука, то уже потенциал φ'_P должен представлять значительную часть поля, излучаемого источником.

Поле φ''_P , имеющее то же физическое происхождение, что и поле φ'_P , не может также обладать и другой симметрией, отличной от симметрии поля φ'_P . Поэтому вычисленное нами поле должно правильно (по порядку величины) представлять все поле излучения.

Вычислим теперь средний поток энергии, излучаемой рассматриваемым нами отрезком цилиндра. Вычисление проведем в системе отсчета, в которой среда покоится, а тело движется со скоростью v . Вектор потока энергии σ равен

$$\sigma = \frac{i\rho\omega'}{4} (\varphi^* \nabla \varphi - \varphi \nabla \varphi^*) = -\frac{\rho\omega'k}{2} \nabla R |\varphi|^2, \quad (29)$$

где ω' есть частота, измененная из-за эффекта Доплера (ср. (18)). Так как мы пренебрегли квадрупольным излучением, то не имеет смысла сохранять в формуле (29) члены, содержащие высшие степени v/c .

Подставляя значение φ из (28), находим

$$\sigma_r = \frac{\alpha^2 \cos^2 \vartheta}{32\pi^2 r^2} \frac{\rho\omega^4 v^2}{c^3} L^2 l^4, \quad (30)$$

а полная излучаемая энергия определяется формулой

$$\sigma = \frac{\alpha^2}{24\pi} \frac{\rho\omega^4 v^2}{c^3} L^2 l^4. \quad (31)$$

Так как $\omega = 2\pi f = \frac{2\pi v}{l} \left(1 - \frac{u}{v}\right)$, то предыдущие формулы можно переписать в виде

$$\sigma_r = (4\pi^2 \alpha)^2 \frac{\cos^2 \vartheta}{32\pi^2 r^2} \frac{\rho v^6}{c^3} L^2 \left(1 - \frac{u}{v}\right)^4, \quad (30')$$

$$\sigma = \frac{(4\pi^2 \alpha)^2}{24\pi} \frac{\rho v^6}{c^3} L^2 \left(1 - \frac{u}{v}\right)^4, \quad (31')$$

где $(1 - u/v) = 0,86$ или $0,80$.

Обратимся теперь к анализу этих формул. Как мы видим, они приводят к зависимости интенсивности излучения от шестой степени скорости потока¹ и от второй степени длины цилиндра. На последнем обстоятельстве мы намерены остановиться подробнее. Обычно вместо зависимости L^2 находят зависимость вида Ld , где d — диаметр цилиндра. Однако Холле наблюдал зависимость интенсивности, при малых удлинениях L/d , от некоторой степени L , и только при $L/d \cong 30$ обнаруживалась явная линейная зависимость от L (см. [5], рис. 14, б). При $L/d < 115$ интенсивность пропорциональна, как это можно заключить из указанного рисунка, величине L^2 . Холле объясняет это концевыми эффектами. Но, как мы уже упоминали, в его установке эти эффекты на самом деле исключаются. Поэтому мы склонны интерпретировать его результат иначе. Именно, при умеренных значениях L/d вихревые нити срываются с цилиндра сразу со всей его длины, как это и рассматривается теоретически в задаче о плоскопараллельном обтекании цилиндра. Благодаря этому излучение звука различными элементами вихря происходит когерентным образом, и интенсивность, действительно, должна быть пропорциональна L^2 . Если же удлинение велико, то вихревые нити делятся, и излучение отдельных участков длины цилиндра становится некогерентным. Если длину срывающихся вихревых нитей обозначить через ΔL , то при $L \gg \Delta L$ величину L^2 в (30) и (31) следует заменить на

$$\sum \Delta L^2 = \frac{L}{\Delta L} \Delta L^2 = L \Delta L,$$

причем ΔL уже не зависит от L , и, следовательно, $\Delta L = \beta d$, где d — диаметр цилиндра. Так как согласно опытам Холле для $f/d = 40$ излучение уже пропорционально L , то следует считать, что β не превышает 10 и наверное не на много меньше этого числа, так как при L/d наблюдается квадратичная зависимость. Таким образом, можно считать, что для $L/d > 30$ параметр β принимает значение, близкое к 10. На основании этих соображений, при больших удлинениях цилиндра формулы (30') и (31') следует переписать в виде²

$$\sigma_r = \frac{\pi^2 \alpha^2 \beta \cos^2 \vartheta}{2} \frac{\rho v^6}{r^2 c^3} L d \left(1 - \frac{u}{v}\right)^4, \quad (32)$$

$$\sigma = \frac{2\pi^3 \alpha^2 \beta}{3} \frac{\rho v^6}{c^3} L d \left(1 - \frac{u}{v}\right)^4. \quad (33)$$

Оценим теперь значение α . Мы взяли контрольную поверхность на расстоянии $H \cong l/2$. Из теории дорожки Кармана следует, что скорость на этом расстоянии будет в $\exp(-2\pi H/l)$ раз меньше скорости в самой дорожке,

¹ Как уже упоминалось, к такой же зависимости пришел и Юдин [3], однако, таким путем, который мы подвергаем сомнению (см. выше).

² Вместо того, чтобы считать β константой, можно было бы рассматривать эту величину как функцию отношения L/d , причем $\beta(L/d) = L/d$ при $L/d < 15$ и $\beta(L/d) \simeq 10$ в области $L/d > 30$.

где она по порядку величины равна скорости потока v . Поэтому α , вероятно, меньше, чем $e^{-\pi} = 0,05$, так что $\alpha^2\beta$ составляет несколько тысячных. Выражая в децибелах интенсивность по отношению к пороговому давлению $2 \cdot 10^{-4}$ бар, получим вместо (31)

$$J(\text{дБ}) = 80 + 10 \lg \frac{\sigma_r \rho c}{4}. \quad (34)$$

Чтобы фиксировать численный коэффициент $\alpha^2\beta$, обратимся опять-таки к опытам Холле. По его данным при $L = 22,5$ см, $d = 1,2$ см и $v = 35$ м/с имеем $J = 80$ дБ; этот же результат получается из (34), если принять $\alpha^2\beta = 0,3 \cdot 10^{-3}$. Такое значение следует считать, на основании сказанного выше, вполне разумным.

Таким образом, теория приводит не только к правильной зависимости от скорости потока, но и к верному порядку величины интенсивности вихревого звука.

Представление о разбиении вихревой нити, срывающейся с длинного цилиндра, на отдельные вихревые нити было бы любопытно подтвердить прямыми аэродинамическими опытами (или опытами в воде).

Остается открытым вопрос об излучении звука такими телами, как шар, короткий цилиндр и т. п. О характере вихреобразования на таких телах известно слишком мало для того, чтобы можно было теоретически исследовать возникновение звука.

В этой связи мы хотим сделать одно важное замечание. Ввиду того, что длина волны вихревого звука много больше размеров обтекаемого тела, интенсивность излучения будет падать с увеличением мультипольности. Наибольшую интенсивность должен бы дать источник нулевого порядка, для которого интенсивность должна расти как v^4 . Однако, поскольку обтекаемое тело является твердым и не меняет своего объема и так как жидкость вблизи тела можно считать несжимаемой, то сила нулевого источника равна нулю.

В самом деле, эта сила Q есть не что иное, как объемная скорость $Q = \int v_n ds$, где интеграл взят на поверхности, окружающей тело, и притом в неволновой зоне. Но, с другой стороны, этот же интеграл представляет собой поток жидкости через замкнутую поверхность. Так как объем тела не меняется, а жидкость не сжимаема, то $Q = 0$. Если учесть поправки на сжимаемость, то легко видеть, что Q будет по порядку величины равно $v^3 S/c^2$, где S — площадь поверхности, проведенной вокруг тела, а интенсивность излучаемого звука

$$J_0 = \gamma \frac{\rho v^2}{2} v \left(\frac{v}{c} \right)^5 \frac{S}{r^2}$$

значительно меньше интенсивности дипольного излучения, так как отличается от него на $(v/c)^2$. Поэтому можно ожидать, что дипольный характер излучения, а вместе с ним и закон v^6 обладают гораздо большей общностью, нежели это непосредственно следует из нашего вывода.

Изложенная в § 2 обобщенная теорема Кирхгофа, мы надеемся, найдет и другие применения.

Список литературы

1. *Strouhal V.* // Wied. Ann. 1878. Bd. 5. S. 216.
2. *Непомнящий Е. А.* Исследование и расчет звука воздушного винта // Труды ЦИАМ. Оборонгиз, 1941.
3. *Юдин Е. Я.* // Труды ЦАГИ. 1943.
4. *Lehnert R.* // Phys. Z. 1937. Bd. 38. S. 476.
5. *Holle W.* // Akust. Z. 1938. Bd. 3. S. 321.
6. *Гутин Л. Я.* // ЖТФ. 1926. Т. 6. С. 899.
7. *Karman Th., Rubach H.* // Phys. Z. 1912. Bd. 12. S. 49.
8. *Лорентц Г. А.* Теория электронов. М.–Л.: ГТТИ, 1934.
9. *Андреев Н. Н., Русаков И. Г.* Акустика движущейся среды. М.–Л.: ГТТИ, 1934.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
11 декабря 1943 г.

ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЗОНАТОРОВ ПОТОКОМ ВОЗДУХА*

Приведены результаты экспериментального исследования возбуждения звука потоком воздуха, обдувающего устье резонатора. Показано, что это возбуждение может рассматриваться как результат резонанса между колебаниями системы вихрей, срывающихся с кромок резонатора, и собственными колебаниями резонатора.

§ 1. Введение

Возникновение звука при обтекании акустических резонаторов потоком воздуха представляет собой хорошо известное явление и с давних пор находит себе применение в духовых музыкальных инструментах, свистках и тому подобных устройствах. В текущей войне это явление было использовано противником в так называемых воющих бомбах, рассчитанных на усиление психологического эффекта. Оно находит себе и другие, более целесообразные применения в военном деле. В некоторых случаях приходится бороться с этим явлением как с вредным.

При звуковых измерениях в условиях ветра ветер может приводить к возбуждению полостей, имеющих в измерительных устройствах, и тем самым являться источником существенной помехи (например в звукоприемнике, составленном для увеличения направленности из системы трубок).

С. П. Стрелковым [1] недавно было подробно исследовано интересное явление возбуждения открытых аэродинамических труб, которое может привести к катастрофическим последствиям.

Несмотря на то, что явление возбуждения резонатора потоком ветра известно уже очень давно, все же не существует полной ясности относительно механизма такого возбуждения.

Нам представлялось первостепенным то обстоятельство, что периодические пульсации давления, приводящие к возникновению звука, возникают уже и в тех случаях, когда обтекаемое воздухом тело вовсе не является резонатором.

Эти пульсации вызываются вихреобразованием в области неустойчивости потока, на границе раздела струи и «тени», и, в частности, известны под названием «вихревого звука», или «звука Струхалья».

* ЖТФ. 1945. Т. 15, вып. 1-2. С. 63-70.

Частоты f этих пульсаций определяются исключительно формой тела, его расположением, размерами и скоростью потока

$$f = \kappa \frac{v}{d}, \quad (1)$$

где κ — безразмерный коэффициент (число Струхаля), определяемый геометрией потока, v — скорость потока, d — характерный размер тела. Естественно было считать, что эти пульсации давления и являются первопричиной возбуждения резонатора. И в самом деле, нам удалось показать, что возбуждение резонатора происходит тогда, когда частота вихрей совпадает с одной из собственных частот резонатора.

Вихри, однако, не представляют собой жесткой системы, и поэтому было бы слишком примитивно думать, что мы имеем здесь дело с обычным явлением резонанса.

Колебания резонатора могут сами влиять на колебания вихрей, так что можно предполагать наличие обратной связи, осуществляющейся вблизи резонанса.

В упомянутом выше случае возбуждения открытой аэродинамической трубы, исследованном С. П. Стрелковым, также оказалось, что колебания возбуждаются лишь при условии, что частоты вихрей совпадают с частотами трубы. Однако остался открытым вопрос о том, свойственны ли эти частоты вихрям самим по себе или они целиком определяются колебаниями трубы.

В нашей работе показано, что частоты вихрей существуют сами по себе, вне зависимости от колебаний резонатора, и определяются лишь скоростью потока и его геометрией вблизи устья трубы. Более того, мы получаем правильный порядок величины эффектов, предполагая линейность колебания. Однако произведенные нами измерения не позволяют сделать вполне достоверных заключений о характере обратного влияния резонатора на вихри или об отсутствии такого влияния. Мы получили некоторое указание на то, что это влияние существует в действительности.

§ 2. Описание установки

Схема измерительной установки изображена на рис. 1. Исследованные нами резонаторы представляли собой металлические коробки с прочными железными стенками (двухмиллиметровое железо). Один из таких резонаторов изображен на рис. 1. Там же приведены его размеры. В дно резонатора ввинчивался измерительный пьезоэлектрический микрофон M , служивший приемником давления. В качестве усилителя использовался шумомер фирмы General Radio (G. R.), переменное напряжение с которого подавалось на вход анализатора звука фирмы Siemens und Halske (S. H.). Последний имеет фильтр с 27 полосами, в треть октавы каждая, начиная с полосы от 40 Гц. Измерительным прибором служил ламповый вольтметр V . Микрофон был калиброван по шумомеру.

Измерительная установка допускала, таким образом, не только определение суммарного давления, но и довольно подробный спектральный анализ.

Опыты производились в закрытой аэродинамической трубе ЦАГИ Т-1, любезно предоставленной в наше распоряжение дирекцией ЦАГИ. Резонатор помещался на центральной прибор в рабочей части трубы. Прибор позволял легко менять угол атаки ψ . Скорость потока определялась обычным методом с помощью манометра ЦАГИ и насадки. Интервал скоростей — от 4 до 30 м/с.

Сравнительно высокий уровень шума трубы являлся неприятной помехой для акустических измерений. Поэтому были сделаны предварительные измерения распределения энергии в шуме трубы при различных скоростях потока.

Для этой цели микрофон помещался в особое ветрозащитное устройство, исключавшее вихреобразование на теле микрофона¹. Как будет видно из дальнейшего, оказалось вполне возможным отделить шумовой фон трубы от интересующих нас эффектов, возникающих вблизи устья резонатора.

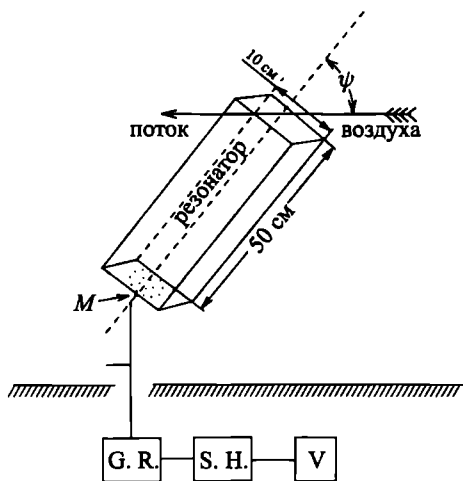


Рис. 1

§ 3. Результаты опыта

Для того чтобы получить ясность относительно характера обтекания потоком воздуха наших резонаторов, с помощью зонда и шелковинок было произведено исследование картины течений около резонатора. Для исследования течения внутри резонатора стенка резонатора заменялась стеклом. На рис. 2 показаны течения, возникающие при угле атаки $\psi = 70^\circ$. Линия АВ представляет собой как раз ту неустойчивую границу раздела, которая ведет к вихреобразованию. Угол атаки $\psi \approx 70^\circ$ являлся наиболее благоприятным для возбуждения резонатора. При углах атаки $\psi \approx 30^\circ$ резонатор вообще не возбуждался в интервале скоростей от 0 до 40 м/с. Равным образом не возбуждался он и при $\psi = 90^\circ$, так что в интервале $0 < v < 30$ м/с область возбуждения простиралась примерно от 45 до 85° . Внешние обстоятельства не позволили нам более подробно исследовать эту интересную сторону явления.

Основная идея опыта заключалась в том, что с помощью надлежащего демпфирования резонатора исключалась возможность возникновения в нем собственных колебаний, так что измеряемые микрофоном пульсации давления должны были быть отнесены целиком на счет явлений вихреобразования,

¹ Описание этой ветрозащиты, разработанной в ФИАН автором статьи и И. И. Славиным, будет дано в другой месте. Предварительные испытания этой ветрозащиты, особенно пригодной для больших скоростей ветра, показали, что она практически полностью защищает от вихреобразования на теле микрофона и в значительной мере от эффектов, обусловленных турбулентностью ветра.

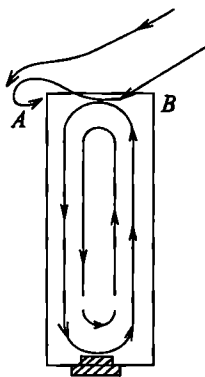


Рис. 2

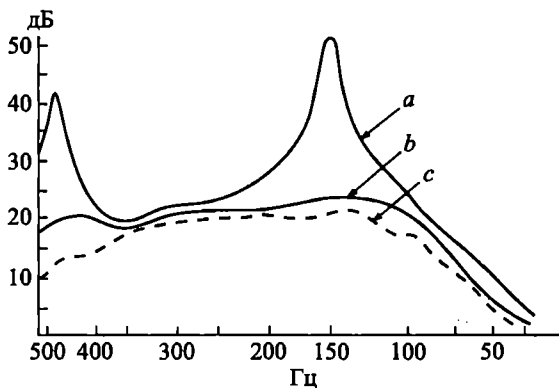


Рис. 3

разыгрывающихся на неустойчивой границе раздела AB . Мы ожидали частот, не зависящих от собственной частоты резонатора и определяемых, согласно (1), геометрией потока и его скоростью. Такие частоты были обнаружены на самом деле. Для проведения указанного опыта была снята частотная характеристика резонатора, которая изображена на рис. 3. На ней (кривая a), в частности, ясно видны резонансные пики: один, отвечающий основному тону ($f_0 = 155$ Гц), и второй — первому обертому ($f_1 = 460$ Гц).

Далее, на дно резонатора помещался демпфер, сделанный из ваты и тонких сеток. Такой демпфер занимал несколько менее одной трети высоты резонатора и неизбежно влиял на течение внутри резонатора.

Однако это течение, в виду его медленности, не имеет значения для интересующего нас явления. Условия же течения в устье оставались практически неизменными. Таким образом, этот демпфер не менял аэродинамических условий, но радикально менял картину собственных колебаний: резонатор становился аperiодической системой, и характеристика демпфированного резонатора, как видно из рис. 3, почти совпадала с характеристикой измерительного микрофона, помещенного вне резонатора (кривые b и c). Демпфер полностью исключал резонатор.

Такой задемпфированный резонатор помещался в поток, и возникающие в его устье пульсации давления анализировались по спектру при трех скоростях: $v = 10, 20, 30$ м/с. Результаты этого анализа приведены на рис. 4. Кривая 1 представляет интенсивность пульсаций в децибелах внутри задемпфированного резонатора при угле атаки 70° и скорости потока $v = 10$ м/с. На рисунке явно видны два максимума при $f = 65$ Гц и $f = 135$ Гц, представляющие основной тон и первый обертом вихревой системы.

Третий обертом обнаруживается не очень ясно и сказывается лишь в замедлении падения кривой около 200 Гц; пунктирная кривая 1' изображает спектр шума трубы. Как видно, он вполне допускает производство интересующих нас измерений. Кривая 2 изображает спектр пульсаций при $v = 20$ м/с, 2' — шум трубы при этих же условиях. Частоты, как видно, переместились в сторону увеличения. Кривые 3 и 3' имеют то же значение, но относятся к $v = 30$ м/с. На рис. 5 приведены зависимости основной частоты и первых

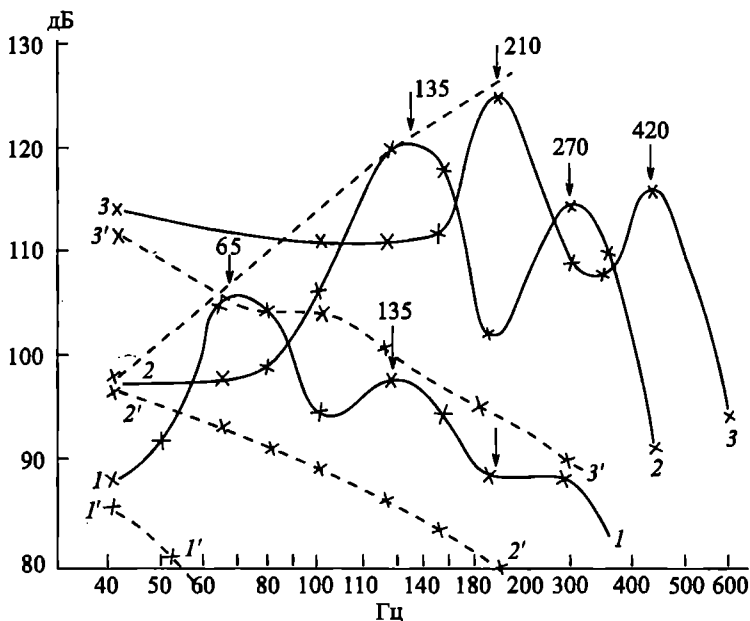


Рис. 4

двух обертонов вихревой системы от скорости потока, построенные на основании кривых рис. 4. Эти зависимости вполне отвечают формуле Струхалия (1), и если в качестве d взять длину ребра устья резонатора (у нас — квадратное устье с $d = 10$ см), то она принимает вид

$$f_n = \kappa \frac{v}{d} n, \quad \kappa = 0,65, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

Обертоны частоты Струхалия, насколько нам известно, наблюдал еще только Холле [2], изучавший вихревой звук, возникающий при обтекании цилиндра.

Интенсивность пульсаций давления, вызванных вихреобразованием, по крайней мере для основного тона, растет со скоростью потока, как это можно получить из кривых рис. 4, по закону

$$J = \alpha v^4. \quad (3)$$

Таким образом, давление этих пульсаций P пропорционально аэродинамическому напору $q = \rho v^2 / 2$ (здесь ρ — плотность воздуха):

$$P_n = \beta_n \frac{\rho v^2}{2}. \quad (4)$$

На рис. 5. горизонтальными прямыми отмечены собственные частоты резонатора (155 и 460 Гц). В точках пересечения этих прямых с лучами, изображающими частоты вихрей, следует ожидать возбуждения резонатора. Эти точки отмечены кружками. Из рисунка мы видим, что следует ожидать возбуждения при $v = 7,5$ м/с (второй оберто вихрей совпадает

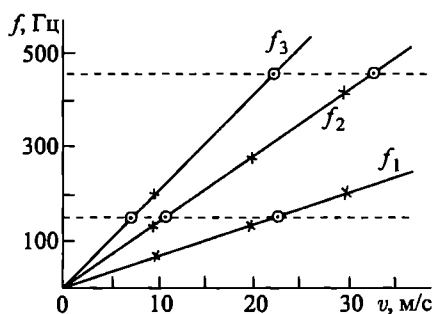


Рис. 5

зываемые на основании рис. 5 области возбуждения действительно обнаруживаются на опыте.

Кривые на рис. 6 показывают зависимость интенсивности колебаний внутри резонатора от скорости потока. Интенсивности определены по отношению к уровню 130 дБ. Кривая 1 снята при $\psi = 70^\circ$ и для $d = 10$ см. На кривой отчетливо видны три максимума: *a*, *b*, *c*. Анализ колебаний по спектру показывает, что максимумы *a* и *b* соответствуют основному тону резонатора, а *c* — бигармоническому колебанию (основной тон резонатора и его первый оберток).

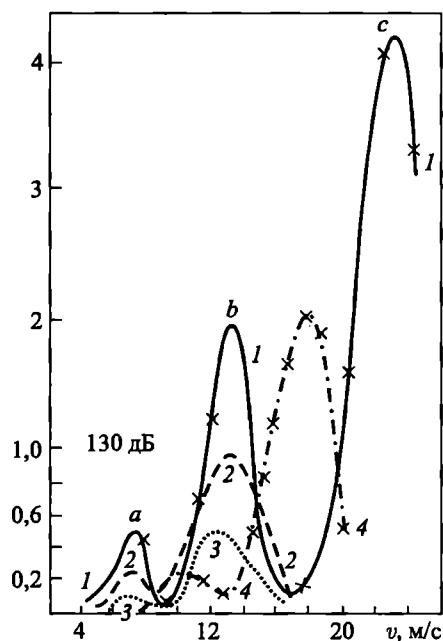


Рис. 6

с основным тоном резонатора), при $v = 13$ м/с (первый оберток вихрей совпадает с основным тоном резонатора), при $v = 22$ м/с (второй оберток вихрей совпадает с первым обертком резонатора, а основной тон вихрей с основным тоном резонатора) и т. д.

В последнем из перечисленных случаев следует ожидать бигармоническое колебание. Наличие такого колебания является более или менее случайным: в другом резонаторе его могло бы и не быть. Предсказываемые на основании рис. 5 области возбуждения действительно обнаруживаются на опыте.

Звук возбужденного резонатора хорошо слышен на фоне шума трубы. Замечательно, что изменение геометрии потока, меняющее частоты вихрей, полностью прекращает звучание резонатора. Такого изменения можно достигнуть, если, например, поставить поперек струи, обтекающей устье резонатора, сетку. Мы пробовали ставить сетку с ячейками $0,5 \times 0,5$ и толщиной проволоки около 1 мм, и возбуждение резонатора исчезало.

На рис. 6 показана также зависимость возбуждения от коэффициента затухания резонатора. Кривая 1 относится к недемпфированному резонатору, имеющему коэффициент затухания $h = 12$ с⁻¹. Этот коэффициент определялся прямыми измерениями: с помощью самопишущего прибора Нейманн'а определялось время спада амплитуды возбужденного резона-

тора; установкой демпферов в глубине резонатора (так, чтобы не изменять условий обтекания устья резонатора) были получены резонаторы с коэффициентом затухания $h = 25$ с⁻¹ и $h = 55$ с⁻¹ (кривые 2 и 3). Из этих кривых

видно, что амплитуда давления в максимуме возбуждения оказывается обратно пропорциональной коэффициенту затухания резонатора.

Кривая 4 показывает эффект увеличения длины ребра устья резонатора при сохранении его собственной частоты (размер резонатора $50 \times 15 \times 15$ см). Согласно формуле (2), следует ожидать увеличения скорости возбуждения в 1,5 раза. Как видим, вся кривая на самом деле смещается в сторону больших скоростей. При этом отношение скоростей есть $19 : 13 = 1,46$, что в пределах точности измерений скорости можно считать совпадающим с 1,5. Коэффициент затухания этого резонатора равнялся 22 с^{-1} , поэтому максимумы кривой 4 более широкие, нежели максимумы кривой 1.

Абсолютная величина давления, развивающегося при возбуждении резонатора, по порядку величины равна аэродинамическому напору (на самом деле несколько меньше его). Так, например, при скорости $v = 8 \text{ м/с}$ аэродинамический напор $q = \rho v^2 / 2 = 5 \cdot 10^2 \text{ бар}$, а давление в резонаторе составляет $1 \cdot 10^2 \text{ бар}$ (114 дБ); при $v = 13 \text{ м/с}$ имеем $q = 11 \cdot 10^2 \text{ бар}$ и давление (126 дБ) равно $4 \cdot 10^2 \text{ бар}$.

§ 4. Обсуждение результатов

Приведенные выше результаты наших опытов с полной очевидностью показывают, что явление возбуждения резонатора потоком воздуха следует рассматривать как явление резонанса между собственными частотами резонатора и основным тоном или обертонами системы вихрей, срывающихся с устья резонатора. Этот резонанс имеет место вблизи точек, отмеченных на рис. 5 кружками, т. е. при

$$\omega_s = 2\pi f_n = 2\pi \kappa \frac{v}{d} n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad s = 1, 2, 3, \dots, \quad (5)$$

где ω_s — одна из собственных частот резонатора, а f_n — частоты, свойственные самим вихрям.

Для амплитуды давления p_s s -го колебания, согласно результатам наших опытов, можно написать

$$p_s = \frac{\rho v^2}{2} F_s \left(\frac{v}{d \omega_s}, \frac{h_s}{\omega_s} \right), \quad (6)$$

где F_s — некоторая безразмерная функция, h_s — коэффициент затухания колебания. Вид этой функции нельзя определить детальнее.

Если считать колебания линейными, то для нашего случая, когда резонатор представляет собой трубу постоянного сечения, закрытую с одного конца, легко вычислить давление p на дне резонатора, где помещен микрофон:

$$p = \frac{P}{\sqrt{\left(\cos \frac{\omega l}{c} - Y_0 \sin \frac{\omega l}{c} \right)^2 + \left(\frac{hl}{c} \sin \frac{\omega l}{c} \right)^2}}. \quad (7)$$

Здесь P — приложенное в устье внешнее давление, возбуждающее колебания резонатора, ω — частота колебаний этого давления, l — длина резонатора, $Y_0 = 0,7(\omega/c)R$ — поправка на концевой эффект ($R = \sqrt{s/\pi}$, где s — площадь сечения резонатора), h — коэффициент затухания, зависящий от частоты. Вблизи резонанса, т. е. при

$$\cos \frac{\omega_s l}{c} - Y_0 \sin \frac{\omega_s l}{c} = 0$$

следует брать значение $h(\omega) = h(\omega_s)$. Учитывая малость Y_0 , условие резонанса можно записать так

$$\cos \frac{\omega_s L}{c} = 0; \quad \omega_s = \frac{\pi c}{2L}(2s + 1), \quad s = 0, 1, 2, \dots, \quad (8)$$

где $L = l + 0,7R$. В точках резонанса имеем

$$p_s = \frac{P_n c}{h_s l}. \quad (9)$$

В рассматриваемом нами случае P есть переменное давление срывающихся с устья резонатора вихрей. Если бы явление на самом деле протекало линейно, то отношение давлений p_s в максимумах a и b кривой 1 рис. 6, относящихся к одному и тому же колебанию резонатора ($s = 0$), должно было бы равняться отношению приложенных давлений P_n . Эти давления равны: для a — P_3 при $v = 8$ м/с и для b — P_2 при $v = 13$ м/с. Из рис. 5 мы находим значения P_3 и P_2 при 10 м/с (88 и 98 дБ соответственно) и затем можем пересчитать их по формуле (4) на интересующие нас скорости.

Теперь по формуле (9) можно найти p_0 и сравнить полученное значение с опытными данными (кривая 1 рис. 6). В результате получается следующая таблица:

P	p_0 теоретическое	p_0 экспериментальное
85 дБ при $f_3 = \frac{\omega_1}{2\pi}$	120 дБ (a)	123 дБ (a)
103 дБ при $f_2 = \frac{\omega_1}{2\pi}$	138 дБ (b)	135 дБ (b)

Как видно, результаты расчета по формуле (9) хорошо согласуются с измерениями, однако все же только по порядку величины (по расчету отношение равно 18 дБ, на самом деле — 12 дБ).

Это различие можно рассматривать как указание на нелинейность явления.

Как мы уже упоминали ранее, систему вихрей, конечно, нельзя заменять заданной внешней силой: колебания резонатора со своей стороны влияют на движение вихрей, и это обстоятельство выражается в отсутствии предположенной пропорциональности.

В заключение мы намерены привести еще расчет интенсивности звука, излучаемого резонатором. Поток излучаемой резонатором энергии равен [3]

$$\sigma = \frac{1}{2} \rho c X_0 |\dot{\xi}_0|^2 s, \quad (10)$$

где $\dot{\xi}_0$ — скорость в устье, s — площадь устья, а $X_0 = \frac{\omega^2 s}{4\pi c^2}$ — активная часть импеданса устья. С другой стороны, при резонансе, как легко подсчитать, $\dot{\xi}_0 = \frac{P_{nc}}{\rho c h_s l} = \frac{p_s}{\rho c}$, так что звуковое давление на расстоянии R от резонатора равно

$$p = p_s \sqrt{\frac{s X_0}{4\pi r^2}}. \quad (11)$$

Для нашего резонатора $s = 100 \text{ см}^2$, $X_0 = 0,6 \cdot 10^{-2}$; при $r = 200 \text{ см}$ получаем $p = 1,1 \cdot 10^{-3} p_s$, т. е. на 60 дБ меньше, нежели p_s . Если экстраполировать кривую шума трубы на скорость 13 м/с (см. рис. 4, кривые 1', 2'), то мы получим, что шум трубы в этой области спектра составляет примерно 75 дБ, с другой стороны, $p_s = 135 \text{ дБ}$, и, следовательно, интенсивность шума трубы равна интенсивности звука, излучаемого резонатором. Измерений интенсивности этого звука мы не производили, но качественное наблюдение на слух не противоречит приведенной выше оценке, так как именно при указанных условиях удастся довольно отчетливо слышать звук резонатора на шумовом фоне трубы. (Следует иметь в виду, что шум трубы распределен в пределах полосы фильтра гораздо равномернее, нежели почти монохроматический звук резонатора; поэтому приведенное выше равенство интенсивностей, строго говоря, относится к различным по спектральному составу звукам.)

В заключение считаю приятным долгом выразить благодарность сотрудникам акустической лаборатории ФИАН — докт. техн. наук Ю. М. Сухареvскому, канд. техн. наук И. И. Славину и радиотехнику И. П. Жукову за советы и помощь в этой работе.

Список литературы

1. Стрелков С. П. Диссертация (ЦАГИ).
2. Holle W. // Akust. Z. 1938. Bd. 3. S. 321.
3. Блохинцев Д. И. // ЖТФ. 1942. Т. 12. С. 317. — Статья 19 в настоящем издании. — Прим. ред.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
11 декабря 1943 г.

ДВИЖУЩИЙСЯ ПРИЕМНИК ЗВУКА*

В качестве простого примера общей теории распространения звука в движущейся среде [1] рассмотрим прием звука движущимся приемником. Поток, обтекающий приемник, будем считать потенциальным (что предполагает удобообтекаемую форму приемника, кроме того приемная диафрагма должна быть расположена где-нибудь спереди, вне действия срывающихся с тела приемника вихрей).

Предварительно решим такую задачу: пусть дано любое число неподвижных твердых тел, находящихся в звуковом поле, описываемом потенциалом $\psi_0 e^{i\omega t}$ (ω — частота колебаний, t — время). Этот потенциал удовлетворяет уравнению

$$\Delta\psi_0 + k^2\psi_0 = 0, \quad k = \frac{\omega}{c} \quad (1)$$

(c — скорость звука) и краевому условию $\partial\psi_0/\partial n = 0$ на поверхности твердых тел.

Пусть теперь эти тела обтекаются потоком с потенциалом Φ_0

$$\Delta\Phi_0 = 0, \quad \frac{\partial\Phi_0}{\partial n} = 0 \quad (\text{на поверхности тел}). \quad (2)$$

Мы будем считать ψ_0 и Φ_0 известными. Требуется найти потенциал звукового поля φ при наличии потока. Если скорость потока $v \ll c$, то φ удовлетворяет уравнению [1]

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \Delta\varphi + \frac{2}{c^2} \nabla\Phi_0 \cdot \nabla \frac{\partial\varphi}{\partial t} + O\left(\frac{v^2}{c^2}\right). \quad (3)$$

Полагая $\varphi = \varphi_0 e^{i\omega t}$, получим

$$\Delta\varphi_0 + k^2\varphi_0 + 2ik\nabla\Phi_0 \cdot \nabla\varphi_0 = 0. \quad (4)$$

Легко видеть, что это уравнение с точностью до v/c решается подстановкой

$$\varphi_0 = \psi_0 \exp\left(-i\frac{k}{c}\Phi_0\right). \quad (5)$$

Кроме того, и краевое условие $\frac{\partial\varphi_0}{\partial n} = 0$ (на поверхности твердых тел) также удовлетворено, так как на этих поверхностях $\frac{\partial\Phi_0}{\partial n}$ и $\frac{\partial\psi_0}{\partial n}$ равны нулю.

* ДАН СССР. 1945. Т. 47, № 1. С. 22-25.

Таким образом формула (5) решает задачу.

Найдем теперь давление на поверхности приемника. По теореме Бернулли имеем

$$p = \text{const} - \frac{\rho v^2}{2} + \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \rho \nabla \Phi \cdot \nabla \varphi. \quad (6)$$

Звуковое давление π получится на основании (5) и (6) в виде

$$\frac{\pi}{\rho} = (i\omega\psi_0 - \nabla\Phi_0 \cdot \nabla\psi_0) \exp\left(-i\frac{k}{c}\Phi_0\right) + O\left(\frac{v^2}{c^2}\right). \quad (7)$$

Вдали от тела эта формула выражает только тот факт, что π не зависит от движения тела (чтобы в этом убедиться, необходимо учесть эффект Доплера). Вблизи же тела приемника могут возникнуть существенные изменения. В самом деле, величина ψ_0 вдали от тела равна $\pi_0/i\omega\rho$, где π_0 — давление проходящей волны на бесконечности. Она такого же порядка и вблизи тела. $\nabla\psi_0$ вблизи тела по порядку величины равен $\frac{\pi_0}{i\omega\rho d}$, где d — размеры тела.

В силу этого второй член в (7) соответствует примерно $\frac{v}{d} \frac{\pi_0}{\rho\omega}$ (где v — тангенциальная скорость потока). Этот второй член будет больше первого, если

$$\frac{v}{d} \frac{1}{\omega} \gg 1, \quad \text{т.е.} \quad \frac{v}{c} \gg 2\pi \frac{d}{\lambda}. \quad (8)$$

Таким образом будет иметь место усиление принимаемого сигнала, если только длины волн сигнала достаточно велики, а размеры тела приемника d достаточно малы¹.

Весьма интересен вопрос о поведении приемника при сверхзвуковой скорости движения. Этот вопрос в самой примитивной форме дискутировался в Немецкой академии воздухоплавания [2]. Ясно, что ни один звуковой сигнал, идущий сзади приемника, не достигнет его. Идущий же спереди должен будет пересечь фронт ударной волны, отделяющей невозмущенную движением тела среду от возмущенной. Так как этот фронт движется со скоростью, превышающей скорость звука в спокойной среде, то ясно, что никакой отраженной волны образоваться не может, несмотря на скачкообразное изменение свойств среды на поверхности, образованной фронтом ударной волны. На первый взгляд возникает парадоксальное положение дел: как можно удовлетворить обычным краевым условиям, если отсутствует отраженная волна? Если сейчас не представляется возможным дать полное решение поставленной задачи, то все же возможно ответить на указанный вопрос.

¹ Важный вопрос о влиянии размеров приемника, установленного заподлицо с поверхностью движущегося в жидкости тела, на его реакцию к пульсациям давления в турбулентном пограничном слое — псевдозвуку (этот термин был введен Д. И. Блохинцевым), рассмотрен в работах: *Corcos W. M. Resolution of Pressure in Turbulence* // J. Acoust. Soc. of America. 1963. V. 35. P. 192–199; *Лямшев Л. М., Салосина С. А. Влияние размеров приемника на измерения спектра пристеночных пульсаций давления в пограничном слое* // Акуст. журн. 1966. Т. 12, № 1. С. 228–229. См. также: *Ross D. Mechanics of Under Water Voice*. N. Y.; Paris: Pergamon Press, 1976; *Миниович И. Я. и др. Гидродинамические источники звука*. Л.: Судостроение, 1972. Гл. 8. — *Прим. Л. М. Лямшева.*

На поверхности ударной волны, являющейся скачком уплотнения, имеют место необратимые процессы. Поэтому при распространении звуковой волны через этот скачок необходимо принять во внимание изменения энтропии. Мы рассмотрим простой, прямой скачок уплотнения и звуковую волну, падающую ему навстречу.

Пусть скачок движется со скоростью V в сторону отрицательных x . Скорость движения газа обозначим через U , скорость звуковых колебаний через ξ . В системе координат, в которой скачок покоится, скорость газа равна $u = U - V$, и уравнения для распространения звука гласят [3]:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial \delta}{\partial t} + u \frac{\partial \delta}{\partial x} + \rho \frac{\partial \xi}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \sigma}{\partial t} + u \frac{\partial \sigma}{\partial x} = 0, \quad (9)$$

p — давление, ρ — плотность среды, δ — изменения плотности, вызванные звуковой волной, σ — изменения энтропии S , $\frac{\partial p}{\partial x} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S \frac{\partial \delta}{\partial x} + \left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_\rho \frac{\partial \sigma}{\partial x}$.

Далее, $\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S = c^2$ есть квадрат адиабатической скорости звука, $\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_\rho = \frac{\gamma - 1}{r} p$ (для идеального газа), γ — отношение теплоемкостей c_p/c_v , а r — газовая постоянная. Полагая величины ξ , δ , σ пропорциональными $e^{i(\omega t - kx)}$, из уравнений

$$\begin{aligned} (\omega + uk) \xi + \frac{c^2}{\rho} \delta &= -\frac{\gamma - 1}{r} \frac{p}{\rho} k \sigma, \\ (\omega + uk) \delta + k p \xi &= 0, \quad (\omega + uk) \sigma = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

получим

$$k = \frac{\omega}{\pm c - u}, \quad \xi = \mp \frac{c}{\rho} \delta, \quad \sigma = 0 \quad (11)$$

либо

$$k = -\frac{\omega}{u}, \quad \xi = 0, \quad \sigma = \frac{r\gamma}{\rho(\gamma - 1)} \delta. \quad (11')$$

Первое решение есть обычная адиабатическая звуковая волна, а второе — волна энтропии, представляющая собою просто перенос периодически меняющейся энтропии средой, движущейся со скоростью u . Именно такие периодические изменения энтропии и вызывает звуковая волна, достигающая скачка уплотнения. Нам нужно «сшить» решения на скачке уплотнения. Для этого следует воспользоваться условиями Гюгоньо–Ранкина:

$$u\rho = u_0\rho_0, \quad \rho u^2 + p = \rho_0 u_0^2 + p_0, \quad w + \frac{u^2}{c} = w_0 + \frac{u_0^2}{2}, \quad (12)$$

где w — тепловая функция, равная для идеального газа $\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}$. Эти условия, как известно, выражают закон сохранения вещества, импульса и энергии. При прохождении звуковой волны эти условия варьируются, так как все величины получают малые приращения.

Варьируется и скорость движения скачка, так что

$$\begin{aligned}\delta u &= \delta U - \delta V = \xi - \eta \quad (\eta = \delta V), \\ \delta \rho &= \delta, \quad \delta S = \sigma, \quad \delta p = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S \delta + \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_\rho \sigma, \\ \delta w &= \left(\frac{\partial w}{\partial \rho} \right)_S \delta + \left(\frac{\partial w}{\partial S} \right)_\rho \sigma.\end{aligned}$$

В невозмущенной среде перед скачком (величины, относящиеся к ней, отмечены индексом 0) имеется лишь падающая звуковая волна, для которой $\sigma_0 = 0$, $\xi_0 = \frac{c_0}{\rho_0} \delta_0$, а позади скачка — полное изменение плотности $\delta = \delta' + \delta''$, причем δ' принадлежит проходящей звуковой волне $\left(\xi' = -\frac{c}{\rho} \delta', \sigma = 0 \right)$, а δ'' — энтропийной волне, для которой $\xi'' = 0$, $\sigma = \frac{\gamma}{\rho(\gamma-1)} \delta''$. Варьируя условия (12) и выражая все вариации через δ_0 , δ' , δ'' , мы получим нужные краевые условия

$$(u - c)^2 \delta' + u^2 \delta'' = (u_0 - c_0)^2 \delta_0, \quad (13)$$

$$\begin{aligned}\left[u^2 \frac{\rho}{\rho_0} + c^2 - cu \left(\frac{\rho}{\rho_0} + 1 \right) \right] \delta' + \left[u^2 \frac{\rho}{\rho_0} - \frac{c^2}{\gamma - 1} \right] \delta'' = \\ = \left[u_0^2 + c_0^2 \frac{\rho}{\rho_0} - c_0 u \left(\frac{\rho}{\rho_0} + 1 \right) \right] \delta_0; \quad u, u_0 < 0, \quad u_0 = -V.\end{aligned} \quad (14)$$

С помощью (12) можно выразить δ'/δ_0 , δ''/δ_0 через величину скачка давления $p - p_0$. Общее выражение получается несколько громоздким, мы приведем результат лишь для малых скачков $\varepsilon = (p - p_0)/p_0 \ll 1$ и для больших скачков $\varepsilon = (p - p_0)/p_0 \gg 1$.

В первом случае

$$\frac{\delta'}{\delta_0} = 1 + \frac{13 - 3\gamma}{8\gamma} \varepsilon + \dots, \quad \frac{\delta''}{\delta_0} = \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \varepsilon + \dots, \quad (15)$$

отсюда для давления звуковой волны π' находим

$$\frac{\pi'}{\pi_0} = 1 + \frac{5(\gamma + 1)}{8\gamma} \varepsilon + \dots \quad (16)$$

Во втором случае ($\varepsilon \gg 1$)

$$\frac{\pi'}{\pi_0} = \frac{1}{\gamma} \frac{1}{1 + 2 \left(\frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right)^{1/2}} \varepsilon + \dots \quad (17)$$

Что же касается энтропийной волны, то ее давление π'' , в силу соотношения $\omega + uk = 0$, как видно из (10), всегда равно нулю.

Таким образом, звуковой волны, отраженной от ударной волны, окружающей движущийся приемник, не возникает, но образуются две проходящих, которые и будут достигать приемника. Частоты обеих волн одинаковы, но скорости распространения различны. Одна из этих волн не сопровождается изменениями давления.

Список литературы

1. *Блохинцев Д.И.* // ДАН СССР. 1944. Т. 45, № 8. С. 343–346. — Статья 24 в настоящем издании. — *Прим. ред.*
2. *Prandtl L.* // Schrift. Deutsch. Akad. Luftfahrtforsch. 1937. Nr. 1.
3. Аэродинамика / Под ред. В. Ф. Дюрэнд. — М.–Л.: Оборонгиз, 1939.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
17 мая 1944 г.

К РАСЧЕТУ ЗАТУХАНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО РУПОРА*

В заметке предложен простой метод расчета коэффициента затухания собственных колебаний акустического рупора.

§1. В работе Сухаревского [1], посвященной теории приемного рупора, указано важное практическое значение величины коэффициента затухания собственных колебаний, свойственных такому рупору. Там же обращено внимание на тот факт, что учет потерь только на излучение рупора оказывается далеко не достаточным для объяснения наблюдаемого на опыте затухания.

Естественно искать причину дополнительных потерь в наличии вязкого трения и теплопроводности у колеблющегося в рупоре столба воздуха. В предыдущей заметке по этому вопросу [2] мы пришли к заключению, что учет вязкости воздуха не дает существенного изменения коэффициента затухания. Как мы теперь покажем, этот вывод базировался на неподходящем методе оценки роли трения и теплопроводности в такой широкой трубе, каковой является рупор.

Здесь мы даем другой способ расчета трения и теплопроводности, приводящий к удовлетворительному согласию с опытом.

Наиболее просто коэффициент затухания рупора h может быть определен из закона сохранения энергии. При экспоненциальном затухании рупора убыль средней энергии рупора E в единицу времени равна $2hE$. Эта величина должна равняться потоку энергии σ , излучаемой через устье рупора, потоку энергии (в форме тепловой энергии) через стенки рупора Q и работе сил трения A .

Пусть $\dot{\xi}$ есть скорость, а p — давление звуковых колебаний. Скорость $\dot{\xi}$ будем считать направленной вдоль оси рупора (в духе приближенной теории Вебстера). Как $\dot{\xi}$, так и p будем считать пропорциональными $e^{i\omega t}$, где ω — частота колебаний, а t — время. Средний поток энергии через устье рупора равен [3]

$$\sigma = \frac{S}{4} (p\dot{\xi}^* + p^*\dot{\xi}), \quad (1)$$

где S — площадь устья, $*$ — означает комплексное сопряжение. В устье рупора $p = \rho_0 c Z_0 \dot{\xi}_0$, где $\dot{\xi}_0$ — значение скорости $\dot{\xi}$ в устье рупора, а $\rho_0 c Z_0$ — импеданс устья рупора, причем $Z_0 = X_0 + iY_0$, ρ_0 — плотность воздуха и c — скорость звука. Значения X_0 и Y_0 приведены в работе Гутина [4] (см. также

* ЖТФ. 1945. Т. 15, вып. 1-2. С. 84-88.

работу Сухаревского [1]). Подставляя это значение p в (1), находим

$$\sigma = cSX_0 \frac{1}{2} \rho_0 |\dot{\xi}_0|^2. \quad (2)$$

Обратимся теперь к вычислению работы сил трения. Существенно, что силы трения, а также и эффекты теплопроводности играют роль лишь в непосредственной близости от стенок рупора. Если координата, отсчитываемая по нормали к стенке рупора, есть n , то уравнение для скорости $\dot{\xi}'$ вблизи стенок рупора при учете вязкости воздуха μ может быть написано в виде

$$\rho_0 \frac{\partial \dot{\xi}'}{\partial t} = \mu \frac{\partial^2 \dot{\xi}'}{\partial n^2} \quad \text{или} \quad \frac{\partial \dot{\xi}'}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 \dot{\xi}'}{\partial n^2}, \quad (3)$$

где $\nu = \mu/\rho_0 = 0,14$ есть кинематическая вязкость воздуха. Из этого уравнения получаем

$$\dot{\xi}' = \frac{\text{sh}(\alpha n)}{\text{sh}(\alpha d)} \dot{\xi}, \quad (4)$$

где

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} (1 + i), \quad (5)$$

а $\dot{\xi}$ есть значение $\dot{\xi}'$ вдали от стенки рупора, т. е. при $n = d$, где d выбрано так, что $|1/\alpha| \ll d \ll r$, r — радиус рупора. От более точного выбора d результат расчета не зависит. Для тангенциального напряжения τ , возникающего при $n = d$, находим

$$\tau = \mu \frac{\partial \dot{\xi}'}{\partial n} = \alpha \mu \dot{\xi}. \quad (6)$$

Отсюда работа сил трения на единицу площади стенки равна

$$a = \frac{1}{4} (\tau \dot{\xi}^* + \tau^* \dot{\xi}) = \mu \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} \frac{1}{2} |\dot{\xi}|^2, \quad (7')$$

а полная работа во всем рупоре определяется формулой

$$A = \sqrt{\frac{\omega\nu}{2}} \frac{\rho_0}{2} \int_0^l |\dot{\xi}|^2 2\pi r \, dx, \quad (7)$$

где l — длина рупора, $r = r(x)$ — его радиус.

Перейдем теперь к вычислению потери на теплопроводность Q . Если теплопроводность стенок превосходит теплопроводность воздуха, то поток тепла в основном определяется градиентом температуры, имеющим место в тонком слое воздуха, прилегающем к стенкам рупора. Обозначим периодически меняющуюся часть температуры столба воздуха, колеблющегося внутри рупора, через θ . Считая, что процессы расширения и сжатия воздуха происходят приближенно адиабатически, легко находим из уравнения Клапейрона связь между θ и переменной частью давления p :

$$R'\theta = \frac{p}{\rho_0} \frac{\gamma - 1}{\gamma}, \quad (8)$$

где R' — газовая постоянная, отнесенная к единице веса газа, а

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = 1,41.$$

В граничном слое температура θ' удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = \nu' \gamma \frac{\partial^2 \theta'}{\partial n^2}, \quad (9)$$

где $\nu' \gamma$ — температуропроводность газа, причем $\nu' = \frac{4}{3} \nu$ [5]. Решая это уравнение так же, как и уравнение (3), находим

$$\theta' = \frac{\text{sh}(\alpha' n)}{\text{sh}(\alpha' d)} \theta, \quad \alpha' = \sqrt{\frac{\omega}{2\nu' \gamma}} (1 + i), \quad (10)$$

где θ есть значение θ' при $n \cong d$.

Для вычисления потерь на теплопроводность следует иметь в виду, что тепло уходит к стенке, когда газ сжат, и возвращается от стенки, когда газ расширен. Только благодаря этому обстоятельству и получается потеря энергии. Мы имеем дело с термодинамическим циклом, в котором работа, совершаемая газом, отрицательна. Вычислим значение этой работы, совершаемой единицей массы газа. Эта работа равна $\oint p dv$. В этом выражении следует опустить все члены, являющиеся либо полным дифференциалом, либо линейными в переменных величинах, так как среднее значение последних равно нулю. Тогда, с точностью до высших степеней переменных величин, получим

$$q = \oint p dv = - \oint p \frac{dp}{\rho^2} = - \frac{R'}{\rho_0} \oint \theta d\delta = - \frac{R'}{\rho_0} \oint \theta \dot{\delta} dt = \frac{R'}{\rho_0} \oint \dot{\theta} \delta dt, \quad (11)$$

где δ означает переменную часть плотности ρ . Согласно уравнению (9) имеем¹

$$q = \frac{R'}{\rho_0} \nu' \gamma \int \frac{\partial^2 \theta}{\partial n^2} \delta dt. \quad (11')$$

Интегрируя теперь это выражение по объему рупора и деля на длительность периода колебаний T , получим среднюю энергию Q , теряемую на теплопроводность:

$$Q = R' \nu' \gamma \frac{1}{T} \int_0^l 2\pi r dx \int \frac{\partial \theta'}{\partial n} \delta dt = R' \nu' \gamma \int_0^l 2\pi r dx \frac{1}{4} \left(\frac{\partial \theta^*}{\partial n} \delta + \frac{\partial \theta}{\partial n} \delta^* \right) \quad (12)$$

¹ Необходимо учесть лишь ту часть изменения θ , которая обусловлена теплопроводностью, а не сжатиями и расширениями газа.

(если для θ и δ брать комплексные выражения так, что они пропорциональны $e^{i\omega t}$). Имея в виду, что $\frac{\partial \theta}{\partial n} = \alpha' \theta$, а $R' \theta = \frac{p}{\rho_0} \frac{\gamma - 1}{\gamma}$, находим

$$Q = \sqrt{\frac{\omega \nu'}{2}} \left(\sqrt{\gamma} - \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \right) \int_0^l 2\pi r dx \frac{1}{2} \frac{|p|^2}{\rho_0 c^2}, \quad (12')$$

или, заменяя p через $\rho_0 c Z \dot{\xi}$, где Z — безразмерный импеданс рупора, получим

$$Q = \sqrt{\frac{\omega \nu'}{2}} \left(\sqrt{\gamma} - \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \right) \frac{\rho_0}{2} \int_0^l 2\pi r dx |Z|^2 |\dot{\xi}|^2. \quad (13)$$

Пользуясь выражениями (2) для σ , (7) для A и (13) для Q , получаем из закона сохранения энергии:

$$c S X_0 \frac{1}{2} \rho_0 |\dot{\xi}_0|^2 + \sqrt{\frac{\omega \nu'}{2}} \frac{\rho_0}{2} \int_0^l |\dot{\xi}|^2 2\pi r dx + \\ + \sqrt{\frac{\omega \nu'}{2}} \left(\sqrt{\gamma} - \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \right) \frac{\rho_0}{2} \int_0^l |\dot{\xi}|^2 |Z|^2 2\pi r dx = 2hE. \quad (14)$$

Часть коэффициента затухания h_τ , обусловленная излучением, как это видно из (14), равна

$$h_\tau = \frac{c S X_0 \rho_0 |\dot{\xi}_0|^2}{4\bar{E}} = X_0 \frac{c}{L}, \quad (15)$$

где L — некоторая эффективная длина рупора. Как было показано в заметке автора (loc. cit.), эта длина определяется формулой

$$\frac{L}{c} = i \frac{\partial Z}{\partial \omega} + \frac{\partial Y_0}{\partial \omega}, \quad (16)$$

где Z — опять-таки импеданс рупора (величина L , конечно, действительна, так как Z чисто мнимо). Поэтому для средней энергии звуковых колебаний в рупоре мы можем написать следующее выражение:

$$\bar{E} = \frac{\rho_0}{4} |\dot{\xi}_0|^2 S L, \quad (17)$$

и, окончательно, коэффициент затухания, обусловленный вязкостью, равен

$$h_f = \sqrt{\frac{\omega \nu'}{2}} \frac{\int_0^l |\dot{\xi}|^2 2\pi r dx}{|\dot{\xi}_0|^2 S L} \quad (18)$$

и обусловленный теплопроводностью:

$$h_t = \sqrt{\frac{\omega\nu'}{2}} \left(\sqrt{\gamma} - \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \right) \frac{\int_0^l |\dot{\xi} Z|^2 2\pi r dx}{|\dot{\xi}_0|^2 SL}. \quad (19)$$

Выражения (18) и (19) в случае цилиндра переходят в те, которые получаются из строгой теории Кирхгофа [6].

§ 2. Мы применим теперь выведенные формулы к расчету затухания экспоненциального рупора. Сечение такого рупора меняется по закону

$$S = S_0 e^{2mx}, \quad (20)$$

где $S_0 = \pi r_0^2$ — сечение горла рупора, а $\frac{mc}{2\pi} = f_0$ — граничная частота. Из теории Вебстера (см. [7]) получаются следующие выражения для значений $\dot{\xi}$ и Z такого рупора:

$$\dot{\xi} = A \frac{k^2}{m} \sin \beta x e^{-mx}, \quad \beta = \sqrt{k^2 - m^2}, \quad (21)$$

где $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c}$ — волновой вектор, и

$$Z = i \left(\frac{m}{k} + \frac{\beta}{k} \operatorname{ctg} \beta l \right) = i \frac{\cos(\beta l - \varphi)}{\sin \beta l}, \quad (22)$$

где $\sin \varphi = m/k$, $\cos \varphi = \beta/k$. Для резонансных частот имеет место равенство

$$Z = iY_0, \quad (23)$$

где Y_0 — реактивная часть импеданса устья рупора. Для длинных волн она равна $\gamma k R$, где $\gamma \cong 0,7$, а $R = r_0 e^{ml}$ есть радиус устья рупора (см. [7]).

Пользуясь (22) и (23), нетрудно вычислить эффективную длину L , введенную выше. После необходимых алгебраических выкладок получаем

$$L = \frac{l}{\cos^2 \varphi} (1 - 2\gamma k R \sin \varphi) + \gamma R + \frac{\sin \varphi}{k \cos^2 \varphi} (1 - \gamma k R \sin \varphi), \quad (24)$$

причем значения k и γ должны быть взяты в точках резонанса¹.

Нам остается лишь вычислить интегралы, фигурирующие в (18) и (19). Для значения $\dot{\xi}$, определенного в (21), они вычисляются элементарно:

$$\int_0^l |\dot{\xi}|^2 2\pi r dx = \frac{2\pi r_0 A^2 k^4}{m^2} \int_0^l \sin^2 \beta x e^{-mx} dx = \frac{4\pi r_0 A^2 k^4 \beta^2}{m^3(m^2 + 4\beta^2)}, \quad (18')$$

¹ Подробности о вычислении резонансных частот см. в цитированной выше работе Ю. М. Сухаревского [1].

$$\int_0^l |\xi Z|^2 2\pi r dx = \frac{2\pi r_0 A^2 k^4}{m^2} \int_0^l \cos^2(\beta x - \varphi) e^{-mx} dx =$$

$$= \frac{2\pi r_0 A^2 k^4}{m^2} \left(\frac{1}{2m} + \frac{1}{2} \frac{m \cos 2\varphi + 2\beta \sin 2\varphi}{m^2 + 4\beta^2} \right) \quad (19')$$

(если $e^{-ml} \ll 1$). Подставляя эти значения в (18) и (19) и заимствуя ξ , из (21), находим окончательно

$$h_f = \sqrt{\frac{\omega\nu}{2}} \frac{1}{L} \frac{4(1 - 2Y_0 \sin \varphi)}{mr_0(1 + 3 \cos^2 \varphi)}, \quad (25)$$

$$h_t = \sqrt{\frac{\omega\nu'}{2}} \left(\sqrt{\gamma} - \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \right) \frac{1}{L} \frac{4(1 - 2Y_0 \sin \varphi) \left(1 + \frac{3}{2} \sin^2 \varphi \right)}{mr_0(1 + 3 \cos^2 \varphi)}. \quad (26)$$

В качестве примера приведем результаты расчета затухания экспоненциального рупора, имеющего следующие данные: $l = 600$ см, $r_0 = 0,9$ см и $f_0 = 34$ Гц. Первая резонансная частота этого рупора $f_1 = 41$ Гц (см. [1]).

Из этих данных находим $R = 40$ см, $L = 1600$ см ($\cos \varphi_1 = 0,53$; $\sin = 0,85$), $k_1 = 2\pi f_1/c = 7,6 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$, $X_0 = k_1^2 R^2/2 = 2,2 \cdot 10^{-2}$. Подставляя эти значения в формулы (15), (25) и (26), получаем: $h_r = 0,50$ с $^{-1}$, $h_f = 0,62$ с $^{-1}$, $h_t = 0,58$ с $^{-1}$, так что $h = 1,70$ с $^{-1}$. Экспериментальное значение величины h для этого рупора, по измерениям Ю. М. Сухаревского, равно $3,7$ с $^{-1}$. Таким образом, теория приводит к правильному порядку величины для коэффициента затухания экспоненциального рупора.

Список литературы

1. Сухаревский Ю. М. // ЖТФ. 1943. Т. 13. С. 614.
2. Блохинцев Д. И. // ЖТФ. 1943. Т. 13. С. 710. — Статья 23 в настоящем издании. — Прим. ред.
3. Блохинцев Д. И. // ЖТФ. 1942. Т. 12. С. 318. — Статья 19 в настоящем издании. — Прим. ред.
4. Гутин Л. Я. // ЖТФ. 1937. Т. 7. С. 1096.
5. Ackeret I. // Hd. d. Phys. Bd. VII. Kap. V. Ziff. 23.
6. Rayleigh. Theory of Sound. 2nd ed. London: MacMillan, 1926. P. 318 [См. также Стрэт Дж. В. (Лорд Рэлей). Теория звука. М.—Л.: ОГИЗ, 1944. Т. 2. С. 315. — Прим. ред.].
7. Гутин Л. Я. // ЖТФ. 1935. Т. 5. С. 1454.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ*

Звук, распространяющийся в атмосфере, даже при весьма благоприятных условиях (слабый ветер, штиль) испытывает сильное затухание, значительно превосходящее затухание, обусловленное атомной структурой газа (вязкость, теплопроводность, эффект Кнезера [1,2]). Можно считать общепринятым мнение, что это большое затухание вызвано турбулентностью атмосферы. Однако о механизме затухания нет определенного представления, равным образом не существует и расчетных формул для вычисления коэффициента этого затухания. Недавно А. М. Обухов [3] подсчитал рассеяние звука турбулентным потоком, но полученная им формула содержит некоторую неопределенную функцию от отношения масштаба турбулентности l к длине волны λ .

К тому же само понятие масштаба турбулентности для ветра очень неопределенно.

Совсем из других соображений исходит Р. Э. Соловейчик [4], который вводит понятие турбулентной вязкости для звука, долженствующей якобы заменить истинную вязкость воздуха в уравнении для распространения звуковой волны.

Столь неудовлетворительное положение дел с расчетом затухания звуковой волны в турбулентной атмосфере заставило нас подробнее исследовать этот вопрос.

Прежде всего следует иметь в виду, что те пульсации скорости потока, размеры которых l настолько велики по сравнению с длиной волны звука λ , что при рассмотрении распространения звука через них применимы методы геометрической акустики, вообще не приводят к рассеянию звука. Они вызывают лишь изменения формы лучей и, следовательно, общее колебание интенсивности звука в месте нахождения приемника. Поэтому скорость турбулентного потока следует разбить на две компоненты¹. Одну из них назовем макрокомпонентой $\mathbf{v}$, а другую — микрокомпонентой $\mathbf{u}$:

$$\mathbf{v} = \int_{q < q_0} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{x}) d\mathbf{U}(\mathbf{q}), \quad \mathbf{u} = \int_{q > q_0} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{x}) d\mathbf{U}(\mathbf{q}), \quad (1)$$

* ДАН СССР. 1945. Т. 46, № 4. С. 150–153. [В данной работе исследуется рассеяние звука в турбулентном потоке.]

¹ По поводу этого разбиения см. книгу Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. С. 71.

причем $\mathbf{v}$ включает в себя и среднюю скорость потока $\mathbf{v}_0$. Величина $q_0 = k/\mu$, где $k = 2\pi/\lambda$, есть волновое число звука, а μ — отвлеченное число $\gg 1$. Подобно тому, как это сделано в работе А. М. Обухова [3], рассмотрим рассеяние звука из параллелепипеда L^3 , причем мы возьмем $L \gg \lambda$, $L \lesssim 2\pi/q_0$. Тогда скорость $\mathbf{v}$ можно считать в этом объеме примерно постоянной.

Если перейти к системе координат, которая движется со скоростью $\mathbf{v}$, то в ней частота звука f изменится лишь на малую величину fv/c , частоты же турбулентных пульсаций в этой системе равны $\nu = u(l)/l$, где l — масштаб пульсаций, а $u(l)$ — скорость пульсаций масштаба l . Для изотропной и однородной турбулентности имеет место закон «2/3» (см. А. М. Обухов [5, 6]), согласно которому $u^2 = \text{const} \cdot l^{2/3}$, где $\text{const} \cong 1 \text{ см}^4/3/\text{с}^2$, так что $\nu \cong \text{const}^{1/2} l^{-2/3} \ll f$ для всех практически интересных f . В силу этого обстоятельства при распространении звука через турбулентный поток имеет значение лишь мгновенный снимок с турбулентности, а не ее течение по времени.

Поэтому понятие турбулентной вязкости для звука следует считать несостоятельным. Тензор турбулентных напряжений, введенный О. Рейнольдсом, с которым и связано понятие турбулентной вязкости, получается как результат усреднения турбулентных пульсаций при заданном среднем потоке. Это усреднение предполагает, что все изменения в среднем потоке происходят медленнее случайных пульсаций скорости, вызванных турбулентностью.

Для звуковой волны положение дел, как мы видим, как раз обратное ($f \gg \nu$).

Воздействие турбулентного потока на звуковую волну должно сводиться к рассеянию звука, подобному рассеянию света, проходящего через мутную среду (в обоих случаях имеют место случайные изменения скорости распространения колебаний). Обратимся теперь к оценке величины этого рассеяния.

Уравнение для распространения звука в движущейся среде гласит [7, 8]:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \Delta \varphi + \frac{2}{c^2} \left(\mathbf{v}, \nabla \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) - \int (\nabla \varphi, \Delta \mathbf{v}) dt = 0, \quad (2)$$

где $\mathbf{V} = \mathbf{v} - \mathbf{u}$ — скорость потока, а φ — «квазипотенциал» звуковой волны.

Если перейти к системе координат, в которой $\mathbf{v} = 0$, то получим уравнение

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \Delta \varphi = -\frac{2}{c^2} \left(\mathbf{u}, \nabla \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) + \int (\nabla \varphi, \Delta \mathbf{u}) dt. \quad (2')$$

Отбрасывая правую часть, мы найдем решение φ_0 , представляющее первичную волну

$$\varphi_0 = A e^{i[\omega t - k(\mathbf{n}_1 \mathbf{x})]}, \quad (3)$$

$\mathbf{n}_1$ — единичный вектор в направлении распространения первичной волны в пределах выбранного параллелепипеда L^3 . Полное решение будет $\varphi = \varphi_0 + \psi$, где ψ — рассеянная волна. Для больших расстояний R от параллелепипеда ψ имеет вид

$$\psi = \frac{B}{R} e^{i(\omega t - kR)}. \quad (4)$$

Амплитуда рассеянной волны B может быть вычислена обычными приближенными методами (ср. [3]).

Вводя вектор рассеяния

$$\mathbf{K} = k(\mathbf{n} - \mathbf{n}_1), \quad K = 2k \sin \frac{\theta}{2} \quad (5)$$

(θ — угол рассеяния; $\mathbf{n}$ — направление рассеянного луча), получаем

$$B = \frac{1}{c} \int_{L^3} (2\mathbf{u}'k^2 + \Delta\mathbf{u}', \mathbf{n}_1) e^{i(\mathbf{K}, \mathbf{x}')} dv', \quad (6)$$

а коэффициент затухания α выражается формулой

$$\alpha = \frac{\int |\overline{B}|^2 d\Omega}{A^2 L^3}, \quad (7)$$

где черта над $|B^2|$ означает усреднение по турбулентным пульсациям и интегрирование по $d\Omega$ означает интегрирование по всем углам рассеяния.

Усреднение величины $|B^2|$ приводит к выражению

$$\overline{|B|^2} = \frac{|A|^2}{16\pi^2 c^2} \iint dv' dv'' e^{i(\mathbf{K}, \boldsymbol{\rho})} \overline{(2u'_1 k^2 + \Delta u'_1)(2u''_1 k^2 + \Delta u''_1)}, \quad (8)$$

где $\boldsymbol{\rho}$ есть расстояние между точками $\mathbf{x}'$ и $\mathbf{x}''$, а u_1 означает проекцию $\mathbf{u}$ на направление распространения звуковой волны $\mathbf{n}_1$. Введя вместо $\mathbf{x}'$ и $\mathbf{x}''$ относительные координаты $\boldsymbol{\rho}$ и координаты центра тяжести, получим

$$\overline{|B|^2} = \frac{|A|^2 L^3}{16\pi^2 c^2} \int dv_{\boldsymbol{\rho}} e^{i(\mathbf{K}, \boldsymbol{\rho})} \left[4k^4 M_{11}(\boldsymbol{\rho}) + 4k^2 \Delta M_{11}(\boldsymbol{\rho}) + \Delta^2 M_{11}(\boldsymbol{\rho}) \right], \quad (9)$$

где $M_{11}(\boldsymbol{\rho})$ есть один из моментов связи $M_{ik}(\boldsymbol{\rho}) = \overline{u'_i u''_k}$.

$M_{ik}(\boldsymbol{\rho})$ можно представить через «спектральную функцию»:

$$M_{ik}(\boldsymbol{\rho}) = \int_{q>q_0} \psi_{ik}(\mathbf{q}) e^{i(\mathbf{q}, \boldsymbol{\rho})} dv_{\mathbf{q}}. \quad (10)$$

Для изотропной турбулентности:

$$\psi_{ik}(\mathbf{q}) = \left(\delta_{ik} - \frac{q_i q_k}{q^2} \right) f(q). \quad (11)$$

Отсюда имеем для энергии микрокомпоненты:

$$\frac{1}{2} \overline{u^2} = \frac{1}{2} \text{Sp } M_{ik}(0) = \frac{1}{2} \int_{q>q_0} \text{Sp } \psi_{ik}(\mathbf{q}) dv_{\mathbf{q}} = 4\pi \int_{q>q_0} f(q) q^2 dq. \quad (12)$$

С другой стороны, по А. М. Обухову [5, 9], для изотропной турбулентности

$$\frac{1}{2}\overline{u}^2 = \sqrt[3]{2} \left(\frac{D_0}{\kappa} \right)^{2/3} q_0^{-2/3}, \quad (13)$$

где D_0 — энергия, рассеиваемая в турбулентном потоке при установившемся режиме (κ — число порядка 1).

Из сравнения (12) и (13) следует

$$f(q) = \frac{2\sqrt[3]{2}}{3} \left(\frac{D_0}{\kappa} \right)^{2/3} q^{-11/3} = \gamma q^{-11/3}. \quad (14)$$

На основании (7), (9), (10), (11) и (14) получаем

$$\alpha = \frac{2\pi k^4}{c^2} \int \left(1 - \frac{K^2}{k^2} + \frac{K^4}{4k^4} \right) \left(1 - \frac{K_1^2}{K^2} \right) \gamma K^{-11/3} d\Omega, \quad (15)$$

причем интегрирование по углам происходит в области $K > q_0$. Введя переменную $\xi = \sin(\theta/2)$, $d\Omega = 4\xi d\xi d\varphi$ и замечая, что интегрирование в (15) по ξ распространяется от $\xi = 1/2\mu$ ($K = q_0$) до $\xi = 1$, находим

$$\alpha = \mu^{5/3} \beta \left(\frac{2\pi\gamma^{1/2}\lambda^{1/3}}{c} \right)^2 \frac{1}{\lambda}, \quad (16)$$

$$\beta = \frac{3}{5} (2\pi)^{1/3} \left[1 + 25(2\mu)^{-1/3} - 21(2\mu)^{-5/3} + O(\mu^{-4}) \right].$$

Полагая $D_0 \cong 5 \text{ см}^2/\text{с}^3$ (ср. А. М. Обухов [6]), получим $2\pi\gamma^{1/2} = 3$. Измерения А. М. Обухова и Н. Д. Ершовой при слабом ветре дают значение $2\pi\gamma^{1/2} \cong 6$. Еще бóльшие значения получаются по В. А. Красильникову [9].

Турбулентность, по-видимому, не вполне изотропна и зависит от скорости ветра. Для сравнения с опытами Зига [2] мы возьмем $2\pi\gamma^{1/2} \cong 7$. Для $f = 500 \text{ Гц}$ ($\lambda = 68 \text{ см}$) по его измерениям $\alpha \cong 10^{-5} \text{ см}^{-1}$. Это приводит к вполне разумному значению параметра $\mu \cong 10$. Что касается зависимости от длины волны коэффициента α , то согласно (16) она имеет вид $\lambda^{-1/3}$.

Измерения Зига указывают на подобную зависимость при скорости ветра в несколько метров в секунду. При тихой погоде он, напротив, не нашел какой-либо зависимости от длины волны. Последнее нельзя рассматривать как противоречие, так как точность его измерений невелика.

Список литературы

1. Stewart G. W. // Phys. Rev. 1919. V. 14. P. 376.
2. Sieg H. // Elektr. Nachr. Techn. 1940. Bd. 17. S. 193.
3. Обухов А. М. // ДАН СССР. 1941. Т. 30. С. 611.
4. Соловейчик Р. Э. // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1943. № 6. С. 339.
5. Обухов А. М. // ДАН СССР. 1941. Т. 32. С. 19.

6. Обухов А. М. // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1941. № 4, 5. С. 459.
7. Обухов А. М. // ДАН СССР. 1943. Т. 39. С. 43.
8. Блохинцев Д. И. // ДАН СССР. 1944. Т. 45, № 8. С. 343. — Статья 24 в настоящем издании. — *Прим. ред.*
9. Красильников В. А. Диссертация. Институт теоретической геофизики.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
17 мая 1944 г.

Комментарий. Современное состояние теории распространения волн в турбулентной среде описано в книге: Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967.

Л. М. Лямшев

ПРОБЛЕМА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В ПОТОКЕ И ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА ПОТОКОМ*

Вот мое понимание проблемы распространения звука в потоке. Будем рассматривать (простоты ради) одномерные уравнения идеальной жидкости¹

$$Du = -\frac{c^2}{\rho} \nabla \rho; \quad D\rho + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

где $D = \frac{\partial}{\partial t} - u \frac{\partial}{\partial x}$. Действуя на первое уравнение слева оператором $\partial/\partial t$, а на второе $\partial/\partial x$ и вычитая одно из другого, получим

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \mathcal{F}(u, \rho, \dots), \quad (2)$$

где

$$\mathcal{F} = -\frac{\partial}{\partial t} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{c^2}{\rho} \right) \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{2c^2}{\rho} \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{c^2}{\rho} u \frac{\partial \rho}{\partial x}. \quad (3)$$

Правая часть уравнения (2) содержит вторую производную от u , поэтому особых преимуществ уравнение (2) не имеет. Представим u и ρ в виде $u = u + \xi$, $\rho = \rho + \delta$, где ξ и δ малы и имеют высокую частоту. Тогда приходим к уравнению *распространения* звука в неоднородной и движущейся среде.

Оставляя в (2) члены первого порядка малости по ξ и δ , получаем уравнение

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + u \frac{\partial^2 \xi}{\partial t \partial x} + \dots = 0$$

и аналогичное уравнение для δ . Эти уравнения линейны по ξ и δ .

* В последние годы жизни Д. И. Блохинцев готовил новое издание ставшей к тому времени библиографической редкостью книги «Акустика неоднородной и движущейся среды». Им были написаны дополнения к некоторым разделам книги, однако ему не удалось завершить эту работу.

Д. И. Блохинцев сделал дополнение к разделу «Проблема генерации звука потоком», которое представляет самостоятельный интерес и издается без существенных редакционных поправок. Это дополнение было опубликовано в книге «Труды семинара, посвященного 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева». ОИЯИ 85-570. Дубна, 1986.

¹ Здесь и далее автор использует эйлеровы переменные для описания движения материальной фазы. Соответственно этому $u(x, t)$ и $\rho(x, t)$ описывают скорость и плотность движущейся субстанции в точке пространства-времени (x, t) .

Генерирование звука потоком требует учета в (3) нелинейных членов. Из (2) можно получить интегродифференциальное уравнение

$$u(x, t) = u_0(x, t) + \int \mathcal{G}(x - x', t - t') \mathcal{F}(x', t') dx' dt'. \quad (4)$$

Здесь u_0 — свободная волна, т. е. решение однородного уравнения $\square u = 0$; $\mathcal{G}(x - x', t - t')$ — функции Грина. В трехмерном случае имеем уравнение, аналогичное (4). При этом трехмерная функция Грина и соответствующее решение определяются формулами

$$\mathcal{G}(x - x', t - t') = \frac{1}{4\pi r(x, x')} \delta \left[t - t' + \frac{r(x, x')}{c} \right], \quad (5)$$

$$u(x, t) = u_0(x, t) + \frac{1}{4\pi} \int \mathcal{F} \left(x', t - \frac{r(x, x')}{c} \right) \frac{dx'}{r(x, x')}, \quad (6)$$

причем $r(x - x') = |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ (для трех измерений!).

Отметим наличие эффекта запаздывания в (6). Интегрирование в (6) распространено по области пространства, где $\mathcal{F}$ существенно отлично от нуля (где «бурлит» поток). В этой области можно взять приближенное выражение для нелинейного члена $\frac{\partial}{\partial t} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} \right)$, например, пренебрегая сжимаемостью. В этом случае $\partial \rho / \partial x = 0$ и

$$\mathcal{F} = - \frac{\partial}{\partial t} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} \right). \quad (7)$$

Таким образом, нелинейные добавки являются источником звука.

Если источник $\mathcal{F}$ сосредоточен на поверхности, то можно применить теорему Кирхгофа и свести задачу к граничным условиям¹. Действительно, по общей теории решений волновых уравнений, решение уравнения

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \nabla^2 u = \mathcal{F}$$

сводится к сумме поверхностных интегралов ($\equiv$ граничные условия) и интегралу по объемным источникам, что и отражено в (6).

¹ Построение решений волнового уравнения (2) с помощью формулы Кирхгофа можно найти, например, в книге *Соболев С. Л. Уравнения математической физики*. М.: Наука, 1966. С. 194.

Часть III

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА И ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ

31

ПЕРВАЯ АТОМНАЯ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЯ СССР И ПУТИ РАЗВИТИЯ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ*

Совместно с Н. А. Николаевым

Введение

Строительство первой промышленной атомной электростанции в СССР мощностью 5000 кВт было закончено в 1954 г., и 27 июня 1954 г. станция уже вырабатывала электрический ток за счет энергии деления ядер урана.

Создание первой атомной электростанции было делом большого коллектива физиков, конструкторов, теплотехников, технологов и многих других специалистов. Оно было основано на широкой кооперации различных институтов и предприятий.

При разработке, пуске и эксплуатации атомной электростанции АН СССР общее научное руководство осуществляли Д. И. Блохинцев и А. К. Красин, конструкторские работы возглавляли Н. А. Доллежалъ и П. И. Алещенков, физические и тепловые расчеты — М. Е. Минашин и Д. Ф. Зарецкий, технологические работы — Б. А. Малых, физические исследования реактора — Б. Т. Дубовский, Е. Я. Доильницын и Л. А. Маталин пусковые и эксплуатационные работы — Н. А. Николаев, А. Н. Григорьянц и Ю. В. Архангельский.

Успешное завершение строительства атомной станции требовало преодоления различных трудностей, которые определились далеко не сразу. Оно было бы невозможно без большой и разносторонней предварительной работы, выполненной нашими учеными, конструкторами и техниками. Ко времени проектирования станции уже был накоплен обширный опыт по проектированию и расчету атомных реакторов.

Ряд работ, имевших важнейшее значение для осуществления атомной электростанции, доложен на июльской сессий Академии наук СССР [1], другие докладываются на данной конференции (см. список литературы).

Среди этого большого комплекса работ особое значение имеют работы, выполненные на экспериментальном реакторе РФТ Академии наук СССР [3],

* Реакторостроение и теория реакторов: Докл. сов. делегации на междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955. М.: Изд-во АН СССР, 1955. С. 3–48. Материалы Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, состоявшейся в Женеве 8–20 августа 1955 г. В 16-ти т. / Под ред. А. П. Виноградова и др. Т. 3. С. 51–76. М.: Л.: Госэнергоиздат, 1958.

который был специально предназначен для физических и теплотехнических исследований, применительно к энергетическим реакторам¹.

Главная задача, которая ставилась в нашей стране при проектировании первой атомной электростанции, заключалась в решении научно-технической проблемы создания надежно работающей промышленной атомной станции.

Без накопления реального опыта в строительстве атомных электростанций, ориентируясь лишь на одни проектные оценки стоимости атомной электроэнергии, легко впасть в большие ошибки, так как каждый вариант атомной электростанции требует значительных затрат на экспериментальные работы и на организацию всякого рода новых производств. Очевидно, что подобные затраты не могут быть определяющими при широком развитии атомной энергетики; напротив, они могут быть на первых порах весьма значительными.

Создание первой атомной электростанции в нашей стране должно способствовать накоплению технического и экономического опыта в области строительства атомных электростанций и является базой для подготовки необходимых кадров.

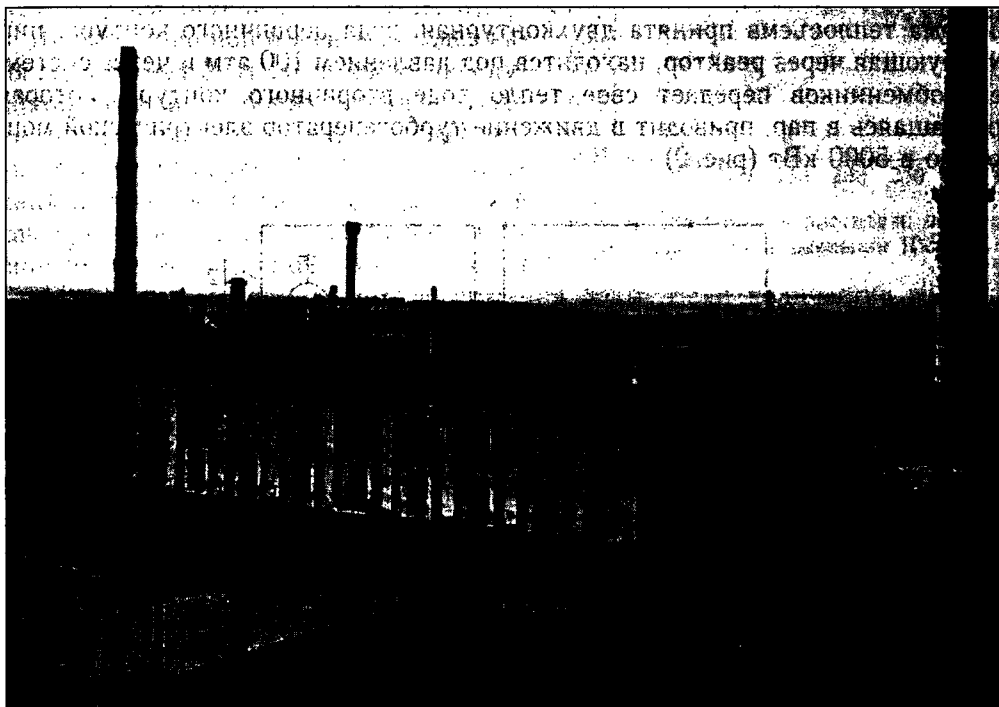


Рис. 1. Общий вид здания атомной электростанции

¹ Реактор РФТ работает на уране, обогащенном делящимся изотопом ^{235}U , и графите, охлаждение водяное. Активная зона выполнена в форме цилиндра диаметром и высотой 1 м. Максимальная мощность 10 000 кВт при этом поток тепловых нейтронов в центре реактора составляет $8 \cdot 10^{13}$ нейтронов/см² · с. (Данные на 1955 г.)

В настоящее время эта станция является реальной основой для развития атомной энергетики в нашей стране, и опыт ее работы может быть полезен также и для других стран, намеренных встать на путь широкого использования атомной энергии для мирных целей.

На рис. 1 изображен общий вид здания, в котором размещен реактор атомной электростанции.

Общая схема атомной электростанции

Основой действующей атомной электростанции является реактор на тепловых нейтронах, с графитовым замедлителем и с охлаждением водой высокого давления. Реактор имеет номинальную тепловую мощность в 30 000 кВт. Средний поток нейтронов составляет $5 \cdot 10^{13}$ нейтронов/см² · с.

В качестве атомного топлива используется обогащенный уран, содержащий 5 % изотопа-235. Общая загрузка этого урана составляет около 550 кг. Система теплосъема принята двухконтурная: вода первичного контура; циркулирующая через реактор, находится под давлением 100 атм и через систему теплообменников передает свое тепло воде вторичного контура, которая, превращаясь в пар, приводит в движение турбогенератор электрической мощностью в 5000 кВт (рис. 2).

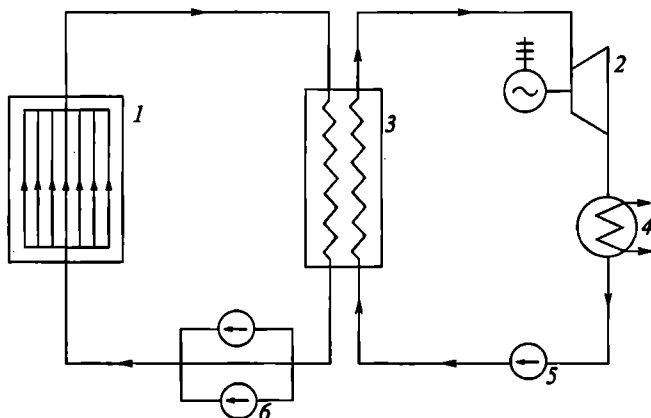


Рис. 2. Принципиальная схема атомной электростанции. 1 — реактор; 2 — турбогенератор; 3 — теплообменник (парогенератор); 4 — конденсатор; 5 — питательный насос; 6 — циркуляционные насосы

Применение двухконтурной схемы теплосъема исключает возможность попадания радиоактивного пара в турбину и ее коммуникации. Благодаря этому обслуживание турбины и связанного с ней оборудования ничем не отличается от обычных теплоэлектроцентралей, так как для этого оборудования не требуется устройства биологической защиты от радиоактивных излучений.

Физические особенности реактора атомной электростанции

Вода — один из лучших теплоносителей, к тому же хорошо изученный. Выбор воды в качестве теплоносителя для реактора атомной электростанции упрощал многие инженерные проблемы. Однако, наличие воды в реакторе требовало особого внимания к вопросам регулирования цепной реакции.

Дело в том, что обыкновенная вода является лучшим замедлителем нейтронов и довольно сильным их поглотителем. Длина замедления в воде составляет 5,7 см, длина диффузии 2,8 см, в графите эти величины равны 19 и 50 см соответственно. Поэтому цепная реакция деления урана в реакторе весьма чувствительна к содержанию в нем воды. Содержание же воды в реакторе будет неизбежно меняться из-за изменения плотности воды в зависимости от температуры, что особенно заметно при высоких значениях последней (рис. 3).

Другой причиной изменения содержания воды может быть возникновение случайной течи из рабочих каналов. Вода при этом может поступать в графитовую кладку реактора. Эффект от изменения количества воды, содержащейся в реакторе, будет существенно зависеть от принятого в нем соотношения количеств урана, графита и нормального содержания воды. Если количество графита столь велико, что он уже обеспечивает хорошее замедление нейтронов, то дополнительная вода будет действовать как поглотитель нейтронов и, следовательно, уменьшать реактивность реактора.

При меньшем соотношении количеств графита и урана дополнительная вода будет улучшать замедляющую способность реактора и, стало быть, увеличивать его реактивность.

Существует такое соотношение количеств урана, графита и воды, при котором реактор будет наименее чувствителен к изменениям содержания в нем воды. Однако такой выбор повлек бы за собой значительное увеличение количества конструкционной стали внутри аппарата. Поэтому в реакторе атомной электростанции количество воды взято меньшее, чем это соответствовало бы точке наименьшей чувствительности.

На рис. 4 приведены кривые изменения реактивности этого реактора в зависимости от содержания в нем воды для холодного и горячего аппарата. Начало координат выбрано в точке нормального содержания воды в холодном аппарате.

Ход кривых показывает, что устойчивость реактора при разогревании в выбранном в проекте случае будет выше, чем если бы она была в точке максимума. Так как эти случаи сопряжены с разгоном реактора, то большой отрицательный температурный эффект будет весьма полезен для стабили-

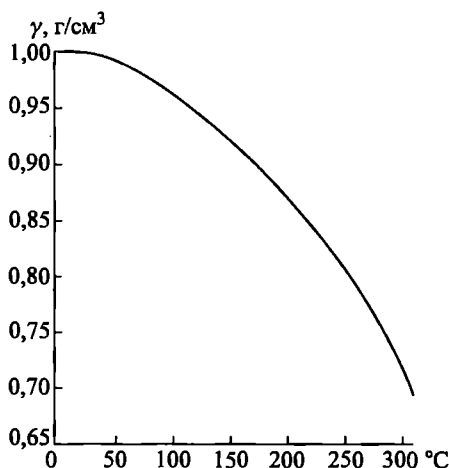


Рис. 3. Зависимость плотности воды от температуры при давлении 100 атм

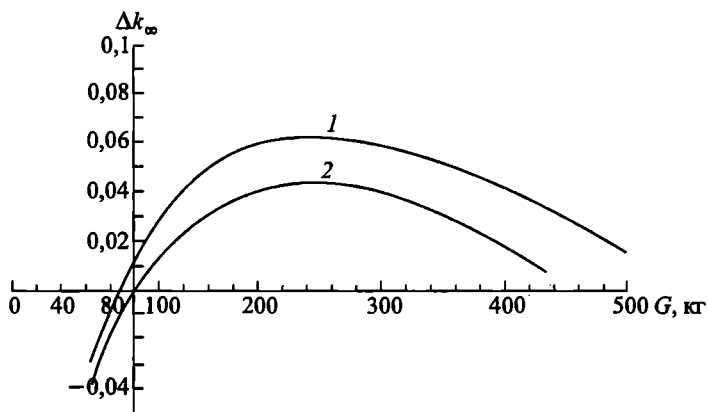


Рис. 4. Изменение реактивности аппарата в зависимости от количества воды в его активной зоне. По оси ординат отложено приращение коэффициента размножения нейтронов (Δk_{∞}); по оси абсцисс — количество воды (G) в активной зоне реактора. 1 — при рабочей температуре; 2 — при температуре 20 °С

зации цепной реакции. Часть кривой, лежащая справа от рабочей точки и соответствующая увеличению содержания воды в аппарате, более пологая. Однако, более важно то обстоятельство, что охлаждение реактора — процесс медленный. Быстрое же заполнение реактора водой при возникновении течи в рабочем канале исключено применением специальных мероприятий (дренаж и автоматическое отключение разорвавшегося рабочего канала). Поэтому изменения реактивности вправо от рабочей точки не могут быть быстрыми. Следует заметить еще, что увеличение реактивности аппарата из-за охлаждения воды частично компенсирует уменьшение реактивности, возникающее вследствие образования в остановленном аппарате добавочного количества ксенона (так называемая «йодная яма»). На рис. 5 приведена типичная кривая

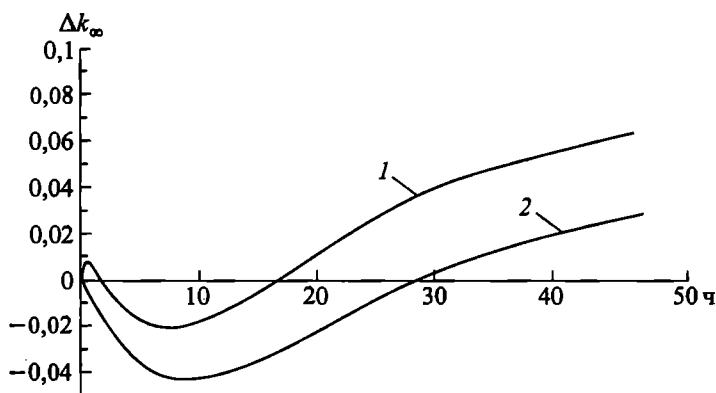


Рис. 5. Изменение реактивности аппарата после его остановки. По оси абсцисс отложено время после прекращения цепной реакции; по оси ординат — приращение коэффициента размножения нейтронов (Δk_{∞}). 1 — ход реактивности аппарата, вызванный температурным эффектом и образованием ксенона из йода («йодная яма»); 2 — то же при воображаемом отсутствии температурного эффекта. В этом случае «йодная яма» глубже

изменения реактивности аппарата во времени после его остановки. На рисунке показан временный подъем реактивности вследствие охлаждения воды, затем — спад, вызванный накоплением ксенона, и медленный подъем вследствие распада этого элемента. На этом же рисунке изображена кривая изменения реактивности без учета температурного эффекта.

При охлаждении температурный эффект частично компенсирует «йодную яму», что дает возможность работать с меньшими начальными запасами реактивности.

Таким образом, выбор рабочей точки слева от максимума позволяет обеспечить хорошую стабильность цепной реакции в отношении изменения содержания воды в реакторе.

Цепная реакция в реакторе атомной электростанции характеризуется довольно высоким удельным теплосъемом с урана: 55 кВт/кг. Тепловой поток с поверхности урана составляет около $1,5 \cdot 10^6$ ккал/м² · ч.

Высокий удельный теплосъем и большой тепловой поток, вместе со значительной интенсивностью нейтронного поля, предъявляют высокие требования к живучести тепловыделяющих урановых элементов. Поэтому проблема создания надежных тепловыделяющих элементов была одной из важнейших при проектировании атомной электростанции.

Глубина выгорания изотопа урана-235 составляет в рассматриваемом реакторе 15 %. Ввиду малого резонансного захвата воспроизводство плутония из урана-238 в этом аппарате невелико — 0,32. Размножение на быстрых нейтронах практически отсутствует.

Таким образом, реактор атомной станции работает почти исключительно за счет сжигания изотопа урана-235, причем в процессе работы обогащение понижается с 5 до 4,2 %.

Выбор материалов для реактора атомной станции

Правильный выбор материалов является основой для создания надежной конструкции атомной электростанции. При этом, помимо таких хорошо знакомых конструкторам факторов, как механическая прочность, коррозия, термические расширения, усталость материалов и др., необходимо было учитывать воздействие на свойства выбираемых материалов мощного нейтронного излучения.

Успешное решение задачи создания реактора атомной электростанции было возможно только на основе большой предварительной работы по изучению поведения материалов в нейтронном поле, выполненной в различных научно-исследовательских институтах СССР.

В конструкцию реактора атомной электростанции в качестве важнейших элементов входят: графит, являющийся замедлителем нейтронов, и активное вещество — уран, обогащенный изотопом-235. Поэтому необходимо было знать поведение этих материалов в нейтронном поле.

В отношении графита было установлено, что под воздействием нейтронного излучения размеры его увеличиваются вследствие нарушений кристаллической решетки, причем относительное изменение размеров зависит от

интегральной дозы облучения быстрыми нейтронами. Высокая температура графита противодействует этому явлению. Существенно отметить, что эффект увеличения размеров графита сильно анизотропен, что связано с особенностями его кристаллической структуры и с его текстурой.

Поэтому для обеспечения устойчивости графитовой кладки и возможности в любое время извлечь рабочий канал из реактора необходимо было предусмотреть зазоры, которые, с одной стороны, должны были быть достаточно малыми, чтобы обеспечить хорошую теплопроводность кладки в целом, и, с другой стороны, должны компенсировать не только температурное расширение графита, но и возможное его распухание под действием нейтронов.

Было также наблюдеено, что теплопроводность графита падает при облучении. Этот эффект зависит от интегральной дозы облучения и от температуры и обладает анизотропией. Там, где графит находится под действием быстрых нейтронов, т. е. вблизи урановых блоков, его теплопроводность уменьшается в несколько раз [4]. Это обстоятельство необходимо учитывать при теплотехнических расчетах реактора.

Уран, как элемент конструкции, во многих отношениях еще более капризный материал. Известны три модификации урана: ромбическая, тетрагональная и кубическая, с точками перехода при температурах 660 и 800 °C соответственно. Специальными исследованиями [5] было показано, что под действием колебаний температуры — нагрев от 20 до 500 °C и последующее охлаждение — размеры урана существенно меняются. Это явление, по-видимому, следует связывать с анизотропным ростом зерен металла (с рекристаллизацией). Оно, как показали рентгенограммы, сопровождается снятием внутренних напряжений.

Под действием нейтронного излучения и осколков деления в уране происходят совершенно аналогичные явления — его размеры существенно меняются.

Специальными опытами было показано, что в процессе облучения пластичность урана возрастает почти на два порядка. Весьма своеобразно изменение под действием излучения поверхности урана, которая приобретает глобулярное строение, показанное на рис. 6, где приведена фотография, снятая посредством электронного микроскопа с увеличением в 15 000 раз. Указанные свойства урана создают серьезную проблему изготовления стойких тепловыделяющих элементов, которая после разносторонних исследований была успешно разрешена в нескольких вариантах.

В качестве конструкционного материала трубок для охлаждающей реактор воды высокого давления было важно выбрать прочный и устойчивый против коррозии материал, не разрушающийся под действием нейтронов. Этим условиям хорошо удовлетворяет нержавеющая сталь. Изучение поведения этой стали в нейтронном поле показало, что распада аустенита с образованием ферритной составляющей не происходит. Механические же свойства стали изменяются в сторону упрочения (предел прочности и твердость возрастают). Способность стали удлиняться значительно уменьшается, но все же остается в допустимых пределах [6].



Рис. 6. Поверхность облученного урана (снято электронным микроскопом при увеличении в 15 000 раз)

Ввиду того, что сталь является сильным поглотителем нейтронов, все трубы внутри реактора должны были быть тонкостенными, что вместе с тем приводило к уменьшению термических напряжений.

Наиболее ответственной деталью реактора являются его тепловыделяющие элементы. Теплоотдачу от урана к воде через стенку стальной трубки изучали на специальных стендах (рис. 7), где тепловыделение имитировалось пропусканием электрического тока. Эти же стенды впоследствии употреблялись для отбраковки тепловыделяющих элементов в промышленной партии.

Однако, наиболее важными были испытания тепловыделяющих элементов в водяной петле реактора РФТ. Эти испытания позволили не только проверить теплоотдачу, но и установить стойкость тепловыделяющих элементов в условиях мощного нейтронного поля, т. е. при наличии в уране процесса деления и при температуре, характерной для работы энергетического атомного реактора. При этом в опытных образцах специально увеличивалось обогащение, чтобы полностью воспроизвести условия атомного реактора электростанции. Испытания длились тысячи часов, после чего тепловыделяющие элементы изучались [7] в «горячей» лаборатории АН СССР. Эти испытания позволили выбрать наиболее надежный и устойчивый вариант тепловыделяющего элемента.

Тепловыделяющие элементы образованы кольцевым зазором между внутренней стальной трубкой, по которой течет вода первичного контура, и внеш-

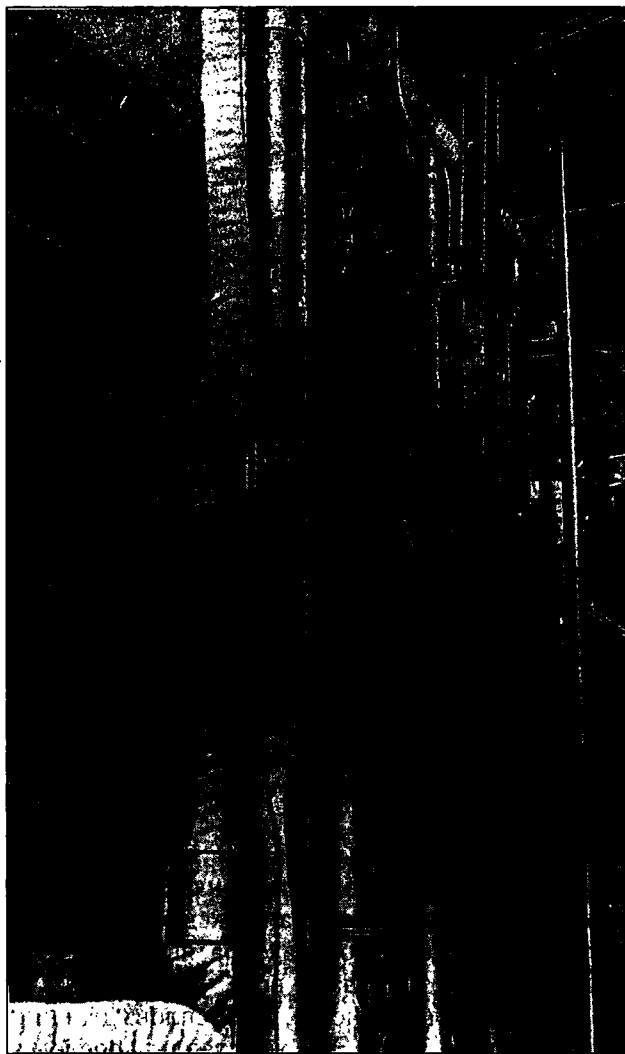


Рис. 7. Стенд для контроля теплоотдачи от урана к воде. На рисунке видна колонка с окнами, позволяющими наблюдать внешнюю поверхность тепловыделяющего элемента

ней тонкостенной трубкой, не позволяющей осколкам деления проникать в газ, заполняющий аппарат. В кольцевом зазоре находится обогащенный уран в виде специального сплава, обеспечивающего хороший тепловой контакт и стойкость в нейтронном поле.

Конструкция реактора атомной электростанции

Описанные выше свойства выбранных материалов продиктовали основные направления конструкторских решений при проектировании и постройке атомного реактора электростанции.

Представление о конструкции реактора в целом дает рис. 8. Реактор заключен в герметический цилиндрический кожух, выполненный из стали и покоящийся на бетонном основании. Кожух заполнен графитовой кладкой с надлежащим образом выбранными зазорами. Во избежание выгорания графита кожух заполнен гелием (или азотом).

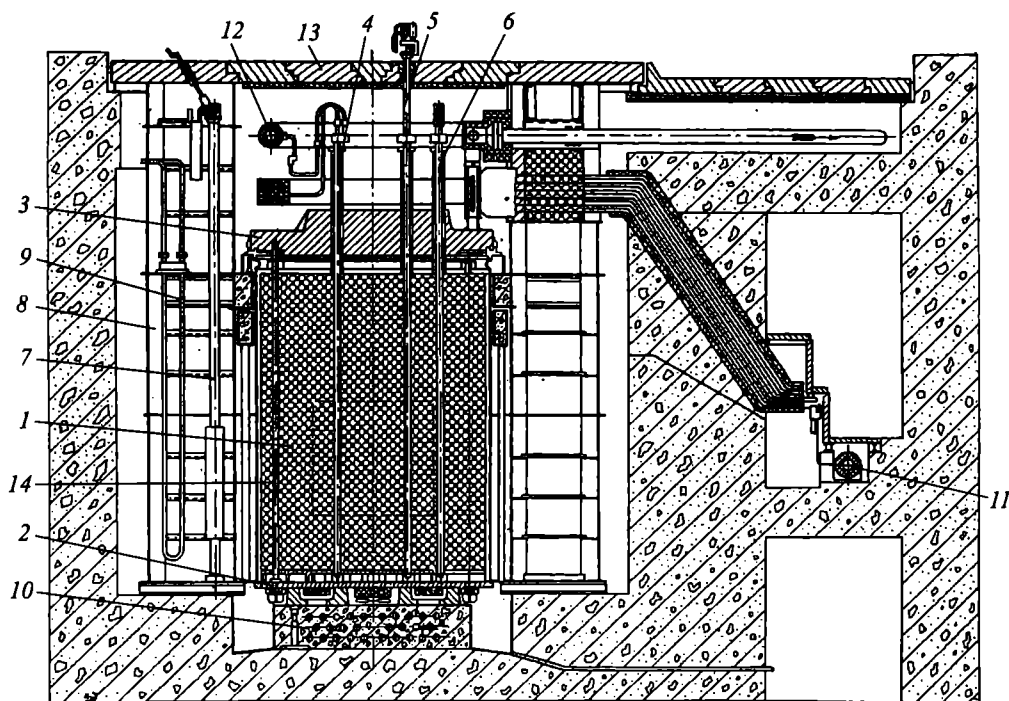


Рис. 8. Реактор атомной электростанции. 1 — кладка реактора; 2 — нижняя плита; 3 — верхняя плита; 4 — рабочий канал; 5 — канал аварийной защиты; 6 — канал автоматического регулирования; 7 — канал ионизационной камеры; 8 — боковая защита (вода); 9 и 10 — холодильники; 11 — распределительный коллектор; 12 — сборный коллектор; 13 — верхняя защита (чугун); 14 — охлаждаемая стойка отражателя

Центральная часть графитовой кладки пронизана рабочими каналами, общим числом 128. Каждый рабочий канал представляет собой длинный графитовый цилиндр; внутри него находятся тонкостенные стальные трубки, по которым течет под давлением вода первичного контура. Эта вода поступает через верхнюю головку канала, соединенную с входным и сборным коллекторами, проходит по трубке вниз и возвращается вверх, омывая при этом поверхность урановых тепловыделяющих элементов.

Расположение урановых тепловыделяющих элементов таково, что их совокупность образует цилиндрическую активную зону реактора размером 150×170 см, окруженную со всех сторон графитовым отражателем. Эта зона обведена на рис. 8 пунктиром.

Представление о расположении каналов дает рис. 9, где показана верхняя часть аппарата со снятой крышкой.

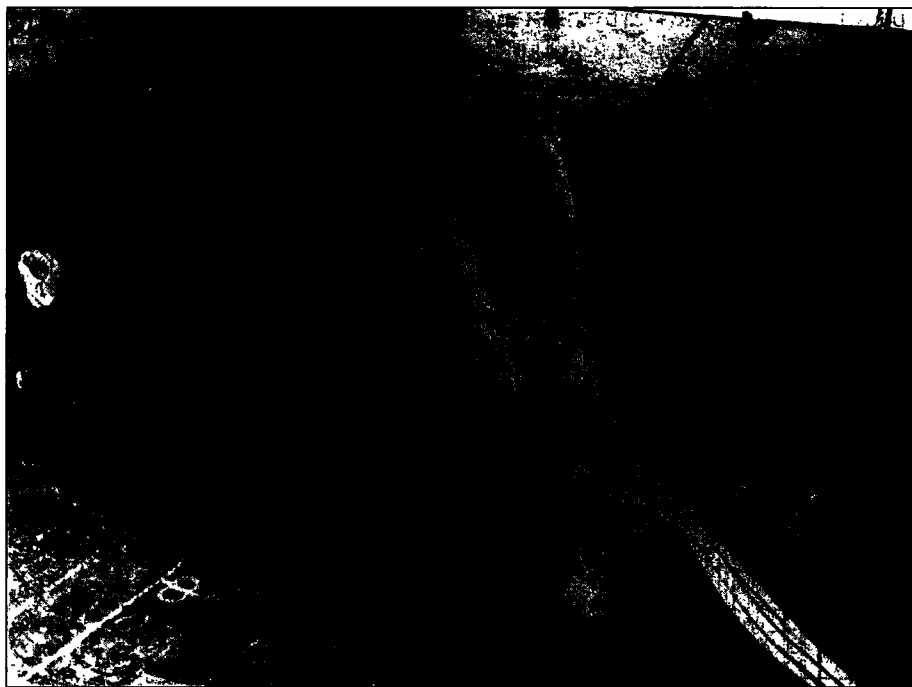


Рис. 9. Верхняя часть реактора без крышки. Видны сервомоторы стержней аварийной защиты и их кабели. Ниже — коммуникации рабочих каналов

Расход воды через канал и ее температура на выходе контролируются по каждому каналу. Указывающие приборы находятся на центральном пульте и связаны с аварийной защитой, прекращающей ядерную реакцию в случае нарушения расхода воды через канал или превышения температуры воды сверх установленного предела.

Вода при давлении в 100 атм кипит при 309°C . Превышение этого предельного значения в каком-либо из каналов привело бы к резкому уменьшению теплосъема, а следовательно, к перегреву и возможному разрушению тепловыделяющего элемента. Поэтому контроль за температурой воды на выходе из канала очень важен, так как позволяет наблюдать за режимом работы канала. Практически он осуществляется при помощи обтекающего устройства, показывающего световым сигналом, в каких каналах температура воды превысила установленный предел. Кроме того, имеется отдельная штекерная панель, при помощи которой можно измерить абсолютную температуру воды в любом избранном канале.

Наблюдение за режимом работы канала по температуре дополняется контролем за расходом воды. Расход воды контролируется на щите расходомерных приборов, а на центральный пульт передаются предупредительные световые сигналы в случае отклонения расхода воды от заданного. Снижение расхода воды в канале ведет к повышению температуры воды на выходе из канала. Возрастание расхода воды в канале указывает на разрыв трубок канала или его коммуникаций.

Все эти отклонения считаются аварийными и ведут к срабатыванию стержней аварийной защиты, т. е. к прекращению цепной реакции.

Чтобы при разрыве трубок рабочего канала реактор не заполнялся слишком быстро водой, что может привести к быстрому возрастанию его реактивности, каждый канал снабжен отключающим устройством и обратным клапаном, которые отсекают от коллекторов поврежденный канал. Для снятия остаточного радиоактивного тепловыделения сохраняется все же небольшая протечка воды.

Активность воды и газа в аппарате постоянно контролируется, так что можно немедленно установить случай разрушения тепловыделяющих элементов по повышению активности воды или газа.

Путем отсоса газа вблизи канала можно по содержанию влаги определить поврежденный канал, если течь столь невелика, что расходомерные приборы не в состоянии ее зарегистрировать.

Кроме контроля за каждым каналом, на центральный пульт выведены также показания общего расхода воды через аппарат, ее давления и температуры во входном и выходном коллекторах.

Для компенсации избыточной реактивности аппарата в нем размещены 18 компенсирующих стержней из карбида бора, из них 6 — вблизи центра аппарата и 12 — на периферии активной зоны. Эти стержни передвигаются в специальных каналах, охлаждаемых водой из отдельной системы охлаждения. Такая же система имеется и для охлаждения графитового отражателя. При помощи тросиков и сервомоторов эти стержни перемещаются по вертикали и их положение фиксируется на специальном табло центрального пульта. Приняты особые меры, не позволяющие оператору слишком быстро поднимать стержни. При их помощи можно добиться выравнивания выходной температуры воды по рабочим каналам.

Суммарная глубина погружения всех компенсирующих стержней (в рабочем режиме аппарата) показывает полный запас его реактивности и, следовательно, запас атомного топлива сверх критического. Поэтому запас топлива можно условно выражать в линейных сантиметрах. При этом специальной градуировкой устанавливается цена каждого сантиметра стержня в отношении его влияния на реактивность аппарата.

Кроме компенсирующих стержней, имеются четыре стержня автоматического регулирования, размещенные в отражателе. Положение их изменяется автоматически, посредством сервомоторов, действующих от ионизационных камер.

В случае нарастания цепной реакции стержни автоматического регулирования опускаются, в случае ее затухания они поднимаются. Одновременно работает одна пара стержней, другая находится в резерве. Эти регуляторы поддерживают уровень цепной реакции на установленной задатчиком мощности с точностью до 3 %. Наконец, имеются еще два стержня аварийной защиты, сервомоторы которых, для уменьшения времени срабатывания, помещены непосредственно над верхней защитной плитой аппарата. Эти стержни при поступлении аварийного сигнала свободно падают в активную зону аппарата и этим прекращают цепную реакцию. Всего имеется 12 различных аварий-

ных сигналов. Важнейшие из них: сигналы превышения заданного уровня мощности на 20 %, сигнал слишком большой скорости нарастания цепной реакции, сигнал отключения электрического питания главных циркуляционных насосов, сигналы изменении расхода и температуры воды в рабочих каналах и др.

Реактор станции снабжен приспособлениями для проведения физических и материаловедческих исследований. В реакторе имеется шесть изогнутых каналов, достигающих границы активной зоны и отражателя. Эти каналы позволяют изучать поведение образцов различных материалов в условиях интенсивного нейтронного потока $2 \div 8 \cdot 10^{13}$ нейтронов/см²·с и высокой температуры. Кроме того, имеются три прямых горизонтальных канала, один из которых доведен до центра аппарата. Этот канал позволяет изучать распределение нейтронной плотности по радиусу аппарата. Интенсивность пучков нейтронов по выходе из прямых каналов достигает 10^7 и 10^9 нейтронов/см²·с. Они предназначены для ядерно-физических исследований. Наконец, имеется тепловая графитовая колонна, примыкающая к отражателю реактора. Плотность потока тепловых нейтронов в этой колонне составляет около 10^9 нейтронов/см²·с. Колонна снабжена дистанционно перемещаемыми вставками, так что смену приборов и изучаемых материалов можно производить, не прерывая работы атомного реактора.

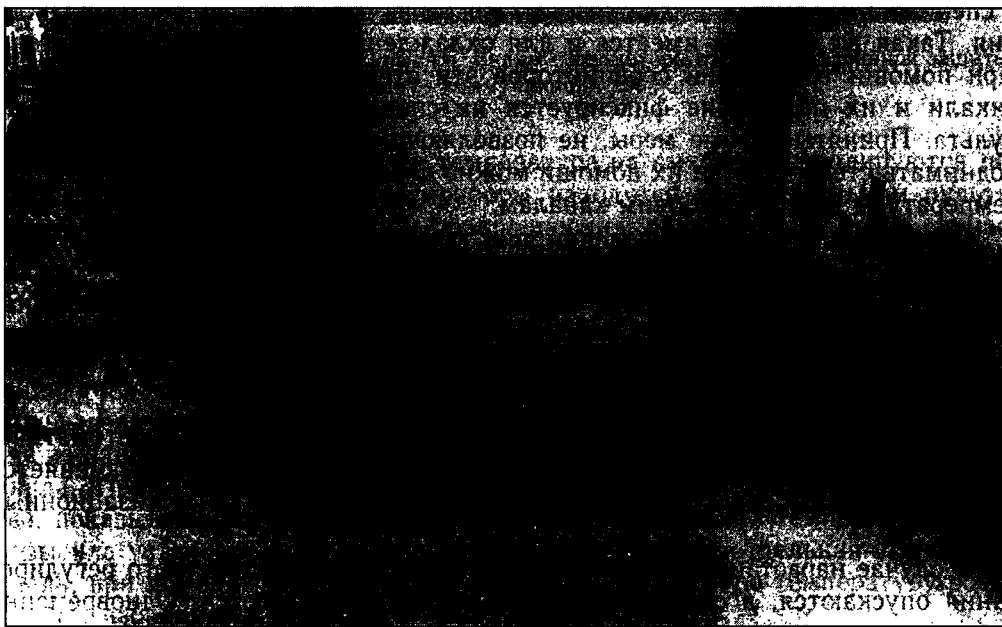


Рис. 10. Верхняя часть реактора в рабочем состоянии. Видны верхняя защитная плита и сервомоторы аварийной защиты

Биологическая защита аппарата обеспечена боковой водяной защитой, с толщиной слоя 100 см, и бетонной стеной толщиной в 300 см. В верхней части аппарата биологическая защита обеспечена усилением графитового

отражателя, а также верхней стальной крышкой аппарата и чугуновой плитой. Защита рассчитана на быстрые нейтроны, не замедлившиеся в отражателе, на гамма-излучение, возникающее от радиоактивных осколков и, главным образом, от захвата тепловых нейтронов в конструкционном железе. Ввиду того, что защита рассчитывается весьма приближенно, при конструировании аппарата особое внимание было обращено на то, чтобы не возникало каких-либо исключительных направлений, особо «прозрачных» для нейтронов или гамма-лучей. Одним из таких направлений могло бы оказаться направление, образующее небольшой угол с кожухом аппарата.

Неупругое рассеяние быстрых нейтронов на большом угле в стальном кожухе аппарата приводит к образованию потока нейтронов, направленного почти вертикально. На пути этого потока была запроектирована дополнительная бетонная защита.

На рис. 10 показан вид аппарата в рабочем состоянии. Видны верхняя защитная чугуновая плита и два сервомотора стержней аварийной защиты.

Физические расчеты реактора и результаты его экспериментального изучения

В реактор атомной электростанции загружено значительно больше урана, чем это необходимо для достижения критической массы, при которой уже возможна цепная реакция. Цепная реакция в этом реакторе впервые была осуществлена 9 мая 1954 г., причем было установлено, что критическая масса достигается при 60 рабочих каналах. Полная же загрузка аппарата составляет 128 рабочих каналов. Весь излишек реактивности аппарата поглощают упомянутые выше 18 компенсирующих стержней из карбида бора.

При выходе аппарата на мощность его реактивность вследствие разогрева воды существенно падает. Кроме того, в аппарате образуется ксенон, обладающий огромным резонансным поглощением, что также приводит к снижению реактивности («отравление» ксеноном). Наконец, вследствие выгорания изотопа урана-235 и образования осколков деления, поглощающих нейтроны («шлаки»), происходит, по мере работы аппарата, медленное падение его реактивности.

Все эти эффекты и приводят к необходимости брать значительный запас урана сверх критической массы холодного реактора.

Одной из важнейших задач физического расчета реактора было определение величины критической массы реактора и величины дополнительной загрузки урана, необходимой для обеспечения длительной работы реактора и для компенсации температурного эффекта и эффекта «отравления» ксеноном.

Второй задачей физического расчета был расчет компенсирующей способности стержней из карбида бора. При этом надо было учесть, что при выбранных диаметрах стержней бор полностью поглощает нейтроны только с энергией меньше 10–20 эВ. Для нейтронов с большей энергией стержень из карбида бора частично прозрачен. Необходимо было учесть, что компенсирующая способность этих стержней зависит от температуры нейтронного газа.

Третья группа задач была связана с расчетом нестационарных режимов и возможных аварийных состояний реактора. Эта группа задач требовала совместного расчета цепной реакции и тепловых режимов как аппарата, так и всего первичного контура.

Общие принципы физического расчета гетерогенных аппаратов, расчет резонансного поглощения нейтронов, а также расчет частично прозрачных («серых») поглощающих стержней изложены в ряде докладов, представленных СССР на Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии [2, 8, 9].

Оказалось, что можно, не впадая в большие ошибки, применять простой метод расчета, в котором нейтроны делятся на две группы: группу тепловых нейтронов и группу замедляющихся нейтронов. При этом важно правильно сформулировать граничные условия на границе активной зоны и отражателя.

Расчеты выполнялись также и на основе строгого уравнения замедления нейтронов, причем использовался метод конечных разностей [10]. Этот метод является более последовательным и не требует большого труда.

Резонансное поглощение нейтронов вычислялось на основе ранее развитой теории [11–13], согласно которой эффективная ширина интервала энергии ΔE существенно поглощающихся резонансных нейтронов пропорциональна корню квадратному из толщины уранового блочка. Расчетная величина коэффициента резонансного поглощения составляет 0,87. Экспериментальные данные, пока еще предварительные, указывают на несколько большую величину.

Оба метода расчета проверялись применительно к реактору РФТ, который уже действовал во время проектирования атомной электростанции, и на специальном графитово-водном физическом реакторе, до некоторой степени воспроизводившем реактор атомной станции.

При этом оказалось, что результаты расчетов критической массы и хода нейтронной плотности находятся в очень хорошем согласии с опытом в тех случаях, когда вода в рассчитываемом реакторе отсутствовала. При наличии воды согласие получается менее точное, что обусловливается гетерогенным эффектом воды, т.е. существенной зависимостью влияния воды на цепную реакцию от места ее размещения в реакторе.

Применение к расчету ячейки реактора возрастного приближения вызвало, ввиду наличия в ней воды, серьезные сомнения, поэтому отдельная ячейка реактора, состоящая из рабочего канала и окружающего ее графитового замедлителя, была просчитана на основе кинетического уравнения, позволяющего учесть невозрастной характер замедления нейтронов в воде. Этот расчет показал, что применительно к реактору электростанции возрастное приближение оправдано. При помощи этого же расчета были найдены эффективные константы (длина замедления и длина пробега до захвата) для эквивалентного гомогенного реактора.

Сопоставление результатов различных расчетов приводит к заключению, что точность расчета критической массы графитово-водного реактора может быть оценена в 15 %. В действительности совпадение теоретического значения

критической массы (59 каналов) с экспериментальными (60 каналов) оказалось более удачным.

В табл. 1 приведены теоретически вычисленные и экспериментальные значения температурного эффекта, эффекта «отравления» ксеноном и компенсирующие способности карбид-борных стержней, выраженные в величине эффективного коэффициента размножения.

Таблица 1. Расчетные и измеренные величины реактивности аппарата (реактивность дана в долях $k_{эф} = \alpha k_{\infty}$, где α — коэффициент утечки нейтронов)

	Расчет	Измерение
Критическая масса (количество рабочих каналов)	~ 59	~ 60
Полный запас реактивности	0,13	$0,11 \pm 0,005$
Запас на температурный эффект	0,029	$0,025 \pm 0,002$
Запас на «отравление»	0,039	$0,040 \pm 0,003$
Запас на выгорание и шлаки	0,068	$0,045 \pm 0,004$
Компенсирующая способность одного стержня внутреннего кольца	0,012	$0,013 \pm 0,001$
Компенсирующая способность одного стержня внешнего кольца	0,007	$0,007 \pm 0,001$
Компенсирующая способность двух стержней защиты	0,020	$0,018 \pm 0,002$

Что же касается запаса на выгорание и на шлаки, то он оказался достаточным, чтобы обеспечить работу реактора на полной мощности в течение 2,5 месяца, что можно считать вполне удовлетворительным.

На рис. 11 приведено сопоставление расчетных и экспериментальных данных для хода нейтронной плотности по оси реактора, а на рис. 12 — по радиусу аппарата. В этом последнем случае теоретический расчет сделан в предположении, что поглощающее вещество компенсирующих стержней равномерно распределено по активной зоне реактора.

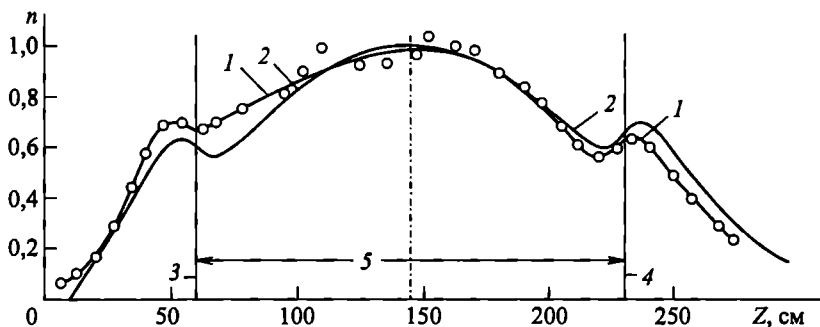


Рис. 11. Ход плотности тепловых нейтронов по центральной оси аппарата. 1 — экспериментальная кривая, снятая при опущенных поглощающих стержнях внутреннего кольца и поднятых стержнях внешнего кольца; 2 — теоретическая кривая, вычисленная в предположении, что вещество поглощающих стержней равномерно распределено по активной зоне реактора; 3 — границы активной зоны и нижнего отражателя; 4 — то же для верхнего отражателя; 5 — активная зона

На рис. 13 показано сравнение теоретических и экспериментальных данных хода плотности резонансных нейтронов и кадмиевого отношения.

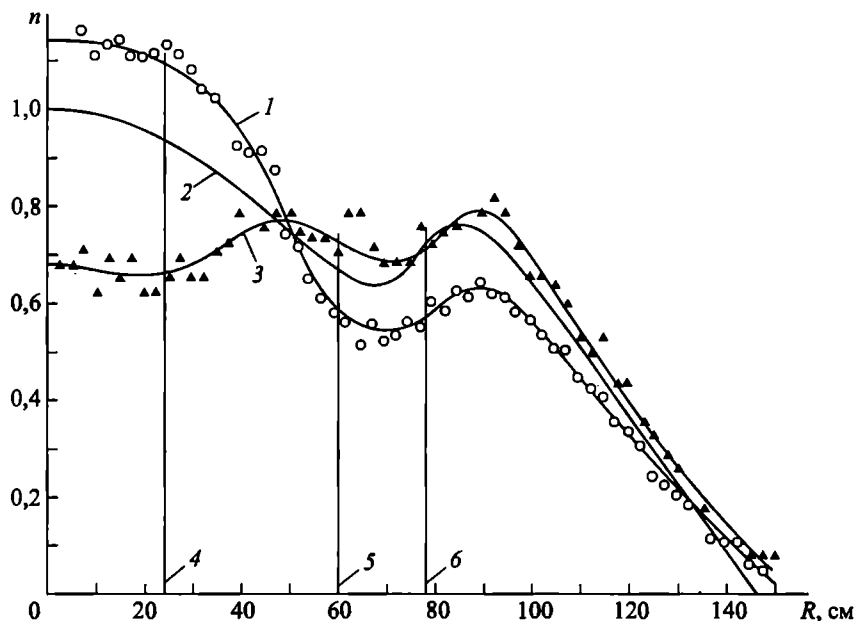


Рис. 12. Ход плотности тепловых нейтронов по радиусу реактора. 1 — экспериментальная кривая; поглощающие стержни внутреннего кольца подняты, стержни внешнего кольца опущены; 2 — теоретическая кривая, вычисленная в предположении, что вещество поглощающих стержней равномерно распределено по активной зоне аппарата; 3 — экспериментальная кривая; поглощающие стержни внешнего кольца подняты; 4 — поглощающие стержни (внутреннее кольцо); 5 — поглощающие стержни (внешнее кольцо); 6 — граница активной зоны

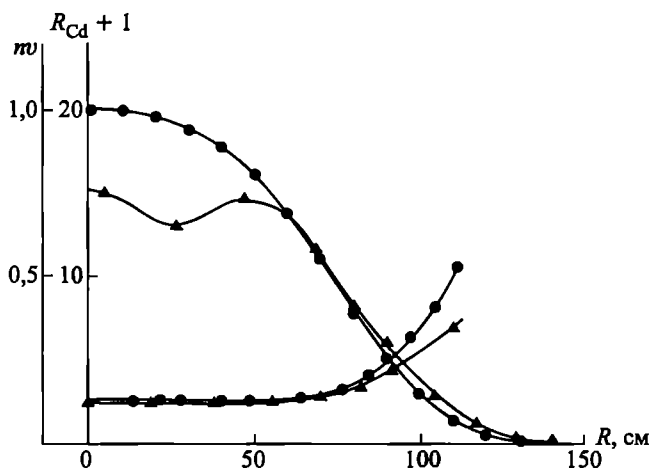


Рис. 13. Распределение потока резонансных нейтронов mv по индикатору Au ($E_r = 4,9$ эВ) и ход кадмиевого отношения R_{Cd} по радиусу аппарата. • — расчет (для равномерного распределения вещества поглощающих стержней); ▲ — опыт (при опущенных стержнях внутреннего кольца)

В качестве иллюстрации нестационарных расчетов на рис. 14 приведены кривые (теоретические и экспериментальные) спада мощности аппарата при срабатывании стержней аварийной защиты.

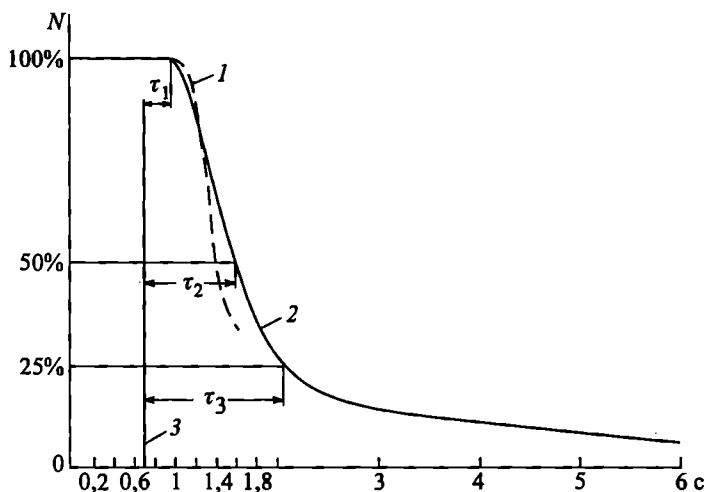


Рис. 14. Кривые спада мощности (N) реактора при срабатывании аварийной защиты. 1 — теоретическая кривая; 2 — экспериментальная кривая, снятая осциллографом; 3 — момент поступления аварийного сигнала. Время спада мощности наполовину составляет около 0,90 с

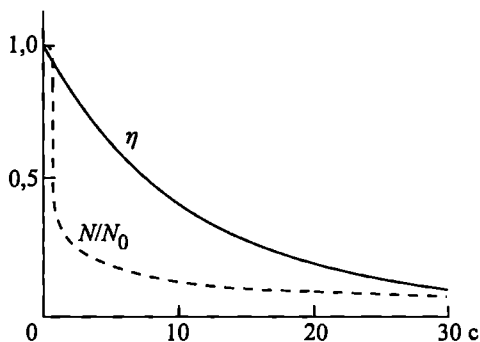


Рис. 15. Кривые изменения расхода воды и мощности реактора с момента отключения питания электродвигателей циркуляционных насосов. По оси абсцисс отложено время, по оси ординат — относительное изменение расхода воды (η) и относительная мощность (N/N_0)

Если аварийная защита останавливает аппарат по сигналу отключения электрического питания главных циркуляционных насосов, то остаточное радиоактивное тепловыделение могло бы привести к закипанию воды в аппарате. На рис. 15 показаны кривая тепловыделения после срабатывания защиты и кривая падения расхода воды при отключении насосов.

Из сравнения этих кривых видно, что кривая тепловыделения, за исключением короткого времени, падает круче, чем кривая расхода воды. Инерция воды может поддерживать достаточный для съема тепла расход воды в течение десятков секунд. Это время более чем достаточно для переключения циркуляционных насосов на питание от резервной аккумуляторной батареи, которое производится автоматически.

Как указывалось выше, при увеличении содержания воды в аппарате его реактивность возрастает. Поэтому в случае возникновения течи в рабочем канале будет возрастать реактивность аппарата, и уровень мощности цепной реакции будет подниматься.

Если регуляторы не будут справляться с этим подъемом, то срабатывают стержни аварийной защиты, которые могут значительно снизить реактивность аппарата.

Кинетику этого процесса иллюстрирует рис. 16, где приведены кривые изменения мощности реактора для двух скоростей поступления воды. По оси абсцисс отложено время, а по оси ординат — мощность реактора. Из-за поступления воды в графитовую кладку мощность сначала возрастает, а затем падает благодаря действию стержней защиты. На этом же рисунке приведены кривые изменения в этом процессе теплосодержания воды в рабочих каналах.

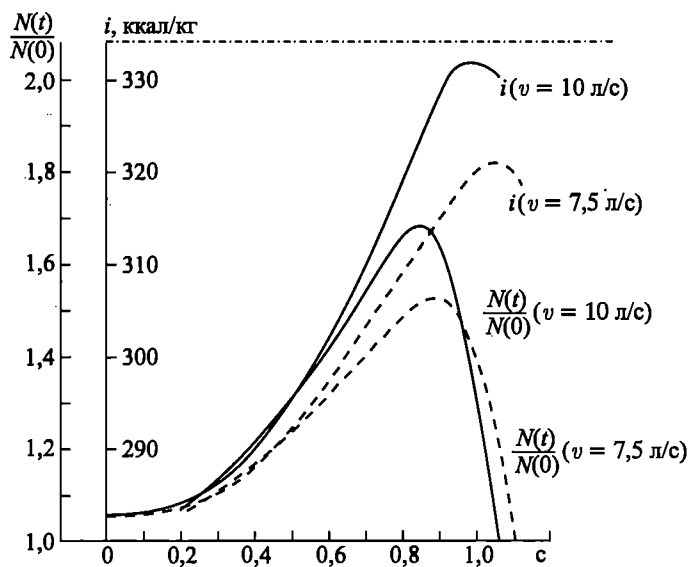


Рис. 16. Изменение мощности реактора и теплосодержания воды в рабочих каналах при различных скоростях поступления воды в графитовую кладку реактора. По оси абсцисс отложено время, по оси ординат — относительная мощность $N(t)/N(0)$ и теплосодержание (i). Горизонтальная линия вверху указывает величину теплосодержания насыщения при давлении в 100 атм

Из рассмотрения этих кривых следует, что при поступлении воды в графитовую кладку со скоростью 10 л/с вода в рабочих каналах может закипеть. Однако специальными опытами было показано, что даже при полном разрыве трубки рабочего канала скорость поступления воды в реактор не превзойдет величины 2 л/с. Отключающие устройства рабочего канала уменьшают эту величину до 0,1 л/с.

Расчеты возрастания реактивности были произведены в предположении равномерного распределения поступающей воды по объему графитовой клад-

ки аппарата. На самом деле, следует ожидать, что эффект будет существенно зависеть от неравномерности распределения воды. Если избыточная вода оказывается вблизи урана, то возрастание реактивности будет больше, чем в случае поступления вдали от урана, в графите. В последней ситуации изменение реактивности может быть даже и отрицательным. Поэтому приведенные выше расчеты весьма схематизируют действительное протекание явления. В этой связи были поставлены специальные опыты по измерению влияния воды на реактивность аппарата.

Для этого был изготовлен специальный рабочий канал, допускавший заливку в него воды сверх нормально принятого количества, а также чисто водяные каналы (без урана). Наблюдение за работой каналов подтвердило гетерогенный характер действия воды; было выяснено, что теоретические расчеты, основанные на предположении о равномерном распределении воды, завышают ее влияние. Хотя в конструкции реактора и предусмотрены меры против возможного заполнения аппарата водой (дренаж и отключающие устройства), все же было важно определить экспериментально возможное возрастание реактивности при заполнении реактора водой. Для этой цели было измерено возрастание реактивности в аппарате без воды, при нормальном количестве воды в одном из его рабочих каналов, а затем — при избыточном количестве воды в том же канале.

Была определена также зависимость этого эффекта от места расположения канала по радиусу аппарата. Этот же опыт был повторен в аппарате, когда рабочие каналы были залиты нормальным количеством воды.

Экстраполяция этих измерений позволила оценить возрастание реактивности аппарата при затоплении аппарата водой вследствие аварии. Измерения показали, что возможное при этом возрастание реактивности аппарата не превышает 0,02, что всегда может быть перекрыто имеющимся резервом компенсирующих и аварийных стержней.

Приведенное в этом разделе сопоставление расчетных данных и результатов экспериментального изучения аппарата показывает, что расчеты находятся в удовлетворительном согласии с опытом. Поэтому избранные методы расчета могут служить достаточно надежной основой для проектирования более мощных реакторов подобного типа.

Описание технологической схемы атомной электростанции

Как уже упоминалось, наиболее характерной чертой технологической схемы станции является наличие двух контуров.

В первичном контуре циркулирует теплоноситель — вода под высоким давлением. Эта вода переносит тепло от реактора к воде вторичного контура, которая превращается в парогенераторах в рабочий пар, идущий к турбине. Весь первичный контур выполнен из нержавеющей стали и размещен за биологической защитой.

Вода первичного контура, нагретая в каналах реактора до температуры 260–270 °С, поступает из коллектора (рис. 17) в парогенераторы. Имеется восемь таких парогенераторов, попарно объединенных в защитных каме-

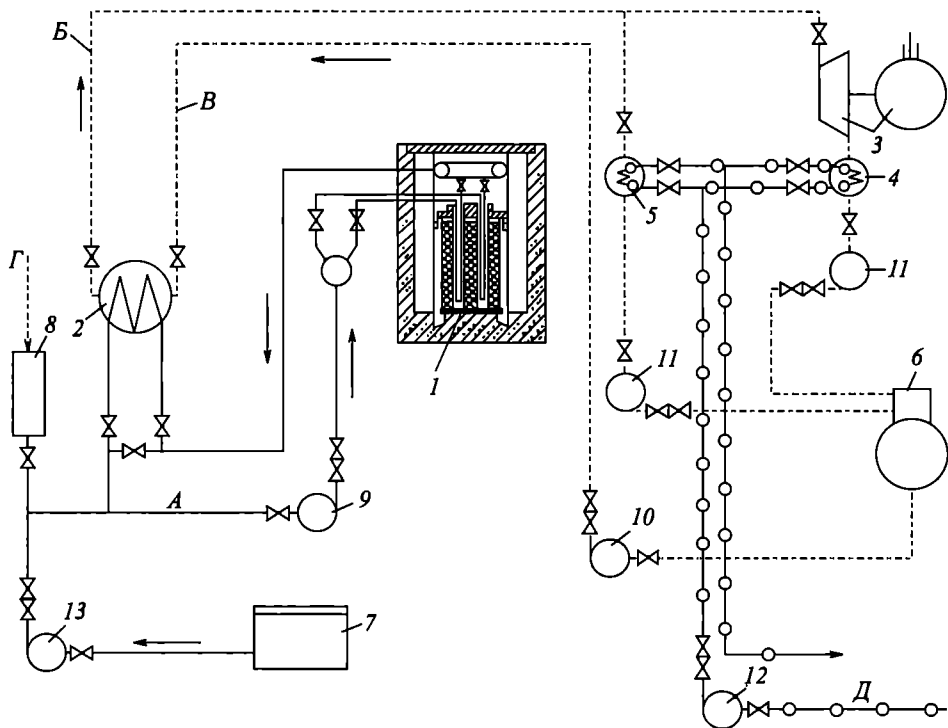


Рис. 17. Технологическая схема атомной электростанции. 1 — реактор; 2 — парогенератор; 3 — турбогенератор; 4 — конденсатор турбины; 5 — пусковой конденсатор; 6 — деаэратор; 7 — дополнительный бак для воды; 8 — компенсатор объема; 9 — циркуляционный насос первичного контура; 10 — питательный насос вторичного контура; 11 — насос конденсата; 12 — циркуляционный насос охлаждающей воды; 13 — подпиточный насос. А — вода первичного контура (100 атм); Б — пар (12,5 атм); В — конденсат вторичного контура; Г — сжатый воздух; Д — охлаждающая вода

рах (рис. 18). При полной мощности станции работают три пары парогенераторов, четвертая пара находится в резерве. Каждый парогенератор состоит из подогревателя воды, испарителя воды и пароперегревателя. Вода первичного и вторичного контуров движется в парогенераторах по принципу противотока.

Вода первичного контура покидает парогенераторы при температуре около 190°C и поступает на всасывающую линию главных циркуляционных насосов. Общий вид такого насоса показан на рис. 19. Всего имеется четыре циркуляционных насоса; при полной мощности работают три насоса, обеспечивая расход воды около 300 т/ч; четвертый насос находится в резерве.

Для подпитки свежей водой первичного контура имеются специальные насосы небольшой производительности (рис. 20). Эти же насосы посредством автоматического устройства подают воду в сальниковые уплотнения главных циркуляционных насосов таким образом, что давление этой воды всегда на 0,5 атм больше давления воды в насосе. Этим обеспечивается гидравлический затвор, не позволяющий радиоактивной воде, содержащейся в главных насосах, проникать через уплотнение вала.



Рис. 18. Часть коридора парогенераторов. Видна открытая защитная дверь одной из четырех камер парогенераторов. Вверху — трубопровод рабочего пара

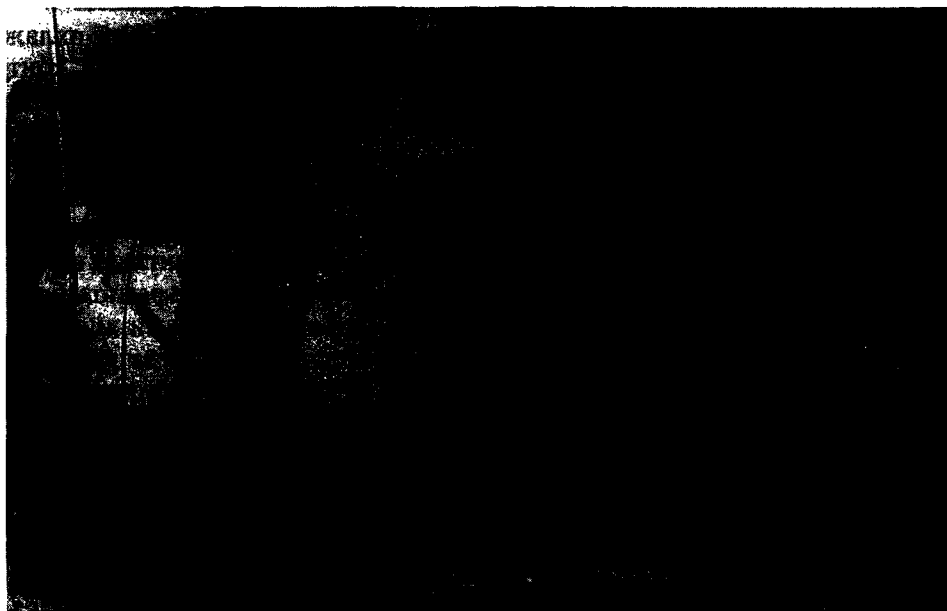


Рис. 19. Общий вид одного из главных циркуляционных насосов



Рис. 20. Группа подпиточных насосов первичного контура

Следует заметить, что по мере удаления от реактора воды первичного контура активность ее постепенно падает. На выходе из реактора активность воды обусловлена кислородной активностью (0,2 Ки/л), имеющей короткий период распада (7 с), на входе же в реактор активность воды ($2 \cdot 10^{-5}$ Ки/л) обусловлена в основном только активностью примесей.

Для компенсации изменений объема воды при нагревании или охлаждении и для поддержания в течение некоторого времени давления в контуре в случае возникновения в нем течи поставлены компенсаторы объема, представляющие собой емкости, сообщающиеся с баллонами сжатого газа.

Изменение объема воды в первичном контуре компенсируется понижением или повышением уровня воды в компенсаторах объема. Показание положения уровня выведено на центральный пульт и связано с аварийной защитой.

В линии первичного контура, на байпасе, имеются контактные аппараты для сжигания гремучей смеси, могущей возникать вследствие разложения воды под действием нейтронного излучения. Из нагнетательной линии главных насосов вода поступает во входной коллектор аппарата и оттуда распределяется по его каналам.

Вода вторичного контура могла бы приобрести радиоактивность только в результате механического ее смешения с водой первичного контура, например, в результате образования трещины в трубках парогенераторов. Однако этот случай крайне невероятен. Поэтому все оборудование вторичного контура является обычным, каким его можно встретить на угольной теплоэлектроцентрали.

Вода вторичного контура (конденсат) нагнетается питательными насосами в подогреватель парогенератора и затем поступает в испаритель, уровень в котором поддерживается специальным автоматом. Пар из испарителя поступает

в пароперегреватель. При полной мощности станции три работающие группы парогенераторов производят пар в количестве 40 т/ч, давлением в 12,5 атм, при температуре 255–260 °С. Этот пар направляется по паровой магистрали в турбогенератор (рис. 21). Из конденсатора турбины вода поступает обратно в парогенераторы.



Рис. 21. Турбогенератор атомной электростанции

Атомный реактор может работать также и без выработки пара (водяной режим). В этом случае в парогенераторах вырабатывается горячая вода, тепло которой отводится посредством обычных холодильников. Этот режим работы применялся только в пусковой период и может применяться при проведении соответствующих опытных работ.

На станции имеется различное электрическое оборудование, в том числе аккумуляторная батарея, которая может обеспечить питание электромоторов главных циркуляционных насосов на пониженных оборотах в течение нескольких часов — в случае необходимости устранить причины отключения основного источника питания этих моторов. Это оборудование подчинено одной цели — обеспечить надежное электропитание приборов управления реактором и главных циркуляционных насосов. Небольшая циркуляция воды в реакторе необходима, даже в случае прекращения реакции, для съема тепла от радиоактивного распада в течение длительного времени.

Все управление оборудованием станции производится с центрального пульта (рис. 22). Важнейшими показаниями, выведенными на центральный пульт, являются: положение компенсирующих стержней, температура воды на выходе из каналов, расход воды в первичном контуре и ее давление, тепловая мощность реактора, количество и качество производимого пара и другие.

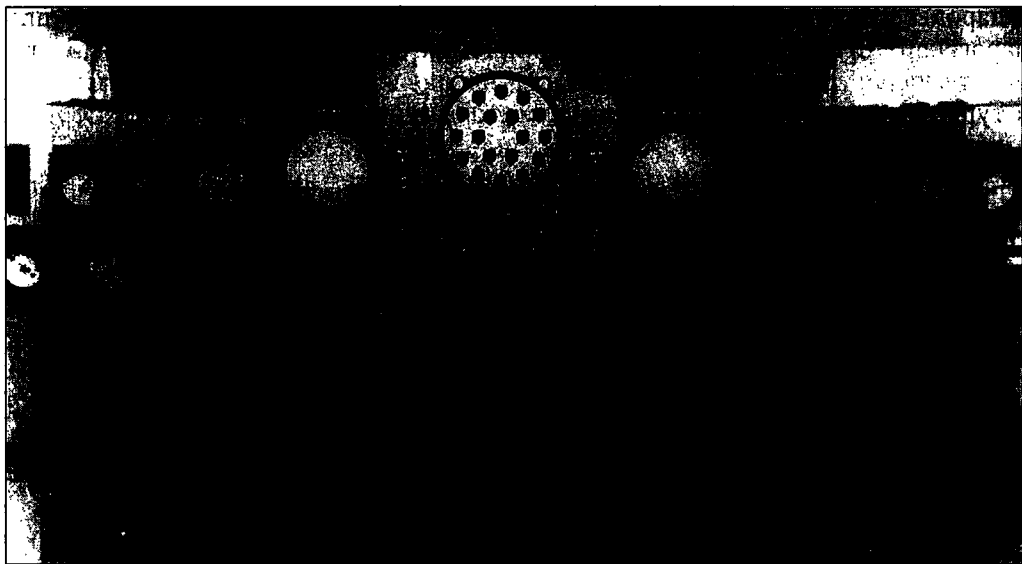


Рис. 22. Центральный пульт управления. В центре щита — мнемоническая схема. Впереди — пульт управления

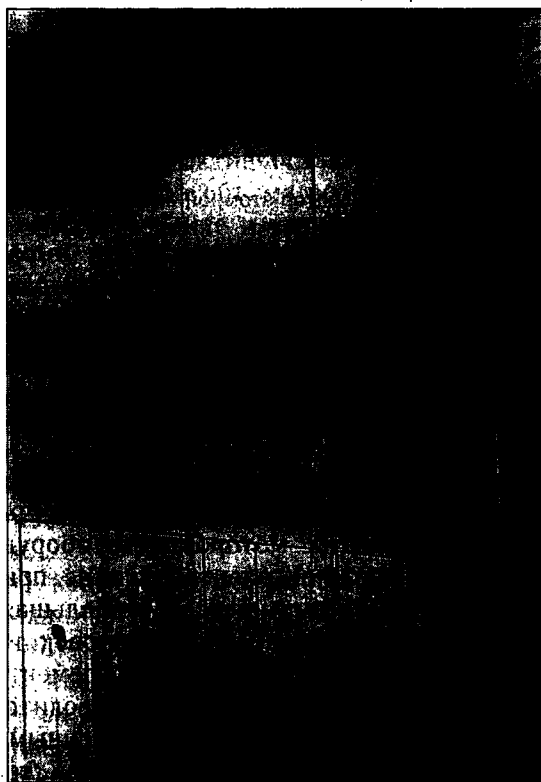


Рис. 23. Часть центрального дозиметрического щита

Для обеспечения радиационной безопасности персонала во всех помещениях станции установлены ионизационные камеры для замера гамма-излучения и воздухозаборное устройство для контроля радиоактивности воздуха.

В случае, если активность по гамма-излучению или активность воздуха в каком-либо из помещений окажется выше нормы, дежурный, находящийся у центрального дозиметрического щита (рис. 23), будет предупрежден световым и звуковым сигналами. Эти же сигналы дублируются в том помещении, где активность превысила норму. Все помещения станции тщательно вентилируются, и воздух выбрасывается в высокую трубу (см. рис. 1). При нормальной работе станции незначительным источником радиоактивности является активность аргона воздуха вблизи реактора.

Радиоактивная вода (из первичного контура) сбрасывается в резервуары, в которых она сначала выдерживается, затем активность воды доводится разбавлением до безопасной нормы.

Опыт эксплуатации атомной электростанции

Со времени пуска (27 июня 1954 г.) атомную электростанцию испытывали на различных режимах работы. За истекший период она выработала около 15 млн кВт·ч электроэнергии. На основе опыта ее эксплуатации можно сделать следующие главнейшие выводы.

1. За все время работы станции не было ни одного случая выхода из строя тепловыделяющих элементов. Это доказывает, что теплопередача от урановых элементов к воде осуществляется закономерно, без нарушений, и что нержавеющая сталь, выбранная для изготовления трубок, является надежным материалом для работы в активной зоне реактора. Несмотря на то, что предварительные испытания тепловыделяющих элементов позволяли надеяться на такой результат, все же массовое испытание в реакторе атомной станции этих ответственных деталей могло бы привести к неожиданным результатам. Стойкость тепловыделяющих элементов явилась основой надежной работы всей электростанции.

В связи с изменениями, которые претерпевает графит в нейтронном поле, можно было опасаться заземления рабочих каналов в отверстиях графитовой кладки. Опыт смены каналов показал, что они вынимаются свободно. Температура графита оказалась выше расчетной и достигает в наиболее горячих точках 650–700 °С.

Расход воды через рабочие каналы реактора в процессе эксплуатации был стабильным. На рис. 24 показано распределение мощности, температуры и расхода воды по радиусу аппарата. Как видно, посредством регулирования расхода воды и выравнивания нейтронной плотности по радиусу аппарата удается свести разброс выходных температур воды по каналам к уровню $\pm 7^\circ\text{C}$.

Опыт эксплуатации показал, что это регулирование позволяет обеспечить номинальную мощность аппарата в течение длительного времени (от загрузки до загрузки).

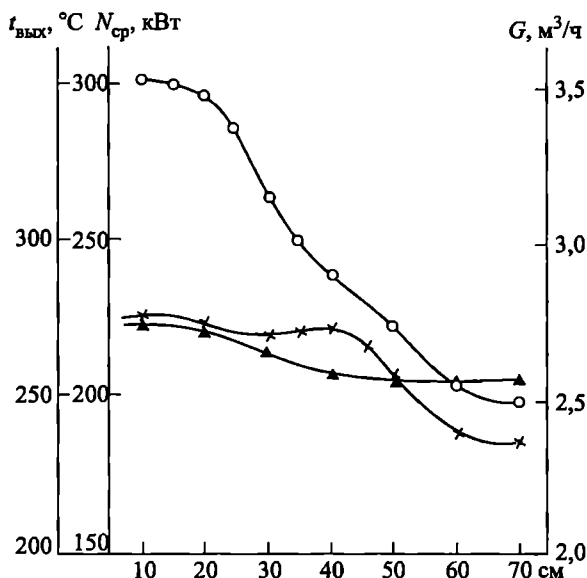


Рис. 24. Распределение по радиусу реактора мощности (N_{cp}) рабочих каналов, расхода (G) и температуры воды (t_{vyh}) на выходе из них. o — мощность канала; ▲ — температура выхода; x — расход в канале

Установленный однажды режим аппарата по температуре и давлению рабочего пара характеризуется высокой степенью стабильности и не требует для своего поддержания вмешательства персонала станции.

Система автоматического регулирования и аварийной защиты реактора работала безотказно.

При работе на избранном режиме деятельность персонала станции сводится к наблюдению за показаниями приборов и сигналов.

Вывод реактора с нуля на заданную мощность занимает при разогретом контуре около получаса и представляет собой наиболее ответственную операцию, особенно в том случае, когда реактивность аппарата известна не точно. В настоящее время разрабатывается аппаратура для автоматического пуска реактора.

Выгрузка из реактора урановых тепловыделяющих элементов производится обычно частями в целях экономии атомного топлива. При этом реактор догружают свежими тепловыделяющими элементами и производят перестановку менее выгоревших периферийных элементов в центр аппарата. Это приводит к удлинению срока работы тепловыделяющих элементов и увеличивает глубину выжигания урана-235 до 20 %.

Операцию перестановки элементов производят один раз в два месяца, и на это требуется два-три дня.

2. Основное техническое оборудование станции — главные циркуляционные насосы, подпиточные насосы, парогенераторы, компенсаторы объема и др. — работали безаварийно. Это в значительной мере зависело от качества сварки при монтаже трубопроводов высокого давления. Следует иметь в виду, что общее число сварных соединений достигает нескольких тысяч. Поэто-

му качество сварных швов тщательно контролировалось. Образцы сварных соединений изучались на отсутствии межкристаллитной коррозии. Сварку производили работники высокой квалификации.

В первый период работы станции наблюдались лишь отдельные случаи возникновения трещин и свищей.

Для успешной работы реактора необходима высокая чистота воды первичного контура. Бидистиллят, которым заполняется первичный контур, имеет сухой остаток менее 1 мг/л. В первичном контуре, по мере работы аппарата, содержание сухого остатка повышается и поддерживается на уровне 3 мг/л непрерывным дренированием воды первичного контура и подпиткой свежим бидистиллятом в количестве до 300 л/ч. Сухой остаток увеличивается, вероятно, за счет размывания медных прокладок и асбесто-графитовых уплотнений в сальниках задвижек.

Опыт показывает, что наличие этого остатка в первичном контуре не приводит к образованию накипи в рабочих каналах в такой мере, чтобы она повлияла на теплопередачу. Тем не менее эксплуатационный персонал станции считает желательным дальнейшее снижение содержания примесей в воде, что позволило бы также прекратить сброс ее из первичного контура.

Предварительными опытами было установлено [14], что при температуре и давлении, преобладающих в первичном контуре, происходит обратный процесс рекомбинации ионов, практически сводящий на нет образование гремучей смеси в воде. Этот вывод полностью подтвердился в процессе эксплуатации и позволил отказаться от применения контактных аппаратов для сжигания гремучей смеси.

3. Оборудование вторичного контура не представляло чего-либо нового. Но весьма существенно было знать, насколько гибка вся схема управления станцией. На первых порах была некоторая неуверенность в управляемости всей цепочки: реактор–парогенераторы–турбина, в особенности на переходных режимах. Порядок запуска турбины, допустимые скорости разогрева парогенераторов и скорости повышения давления рабочего пара не были изучены.

В качестве примера можно привести возникновение гидродинамических ударов в парогенераторах при их разогреве, которое наблюдалось при первых пусках. Впоследствии выяснилось, что эти удары возникали из-за парообразования в подогревателе воды. Они вызывались слишком большой скоростью разогрева и низким давлением пара в парогенераторе.

В результате изучения режимов запуска было установлено, что запуск из холодного состояния, например после ремонта, можно осуществить за полтора–два часа, причем некондиционный пар в первый период сбрасывается в пусковой конденсатор, а при достижении рабочих параметров подается на турбину. Такая система запуска оказалась удобной в эксплуатации.

Автоматика регулирования парогенераторов работает настолько устойчиво, что параметры пара оказываются весьма постоянными. Вследствие этого турбогенератор работает совершенно стабильно. На рис. 25 и 26 показаны картограммы температуры и давления рабочего пара перед турбиной.

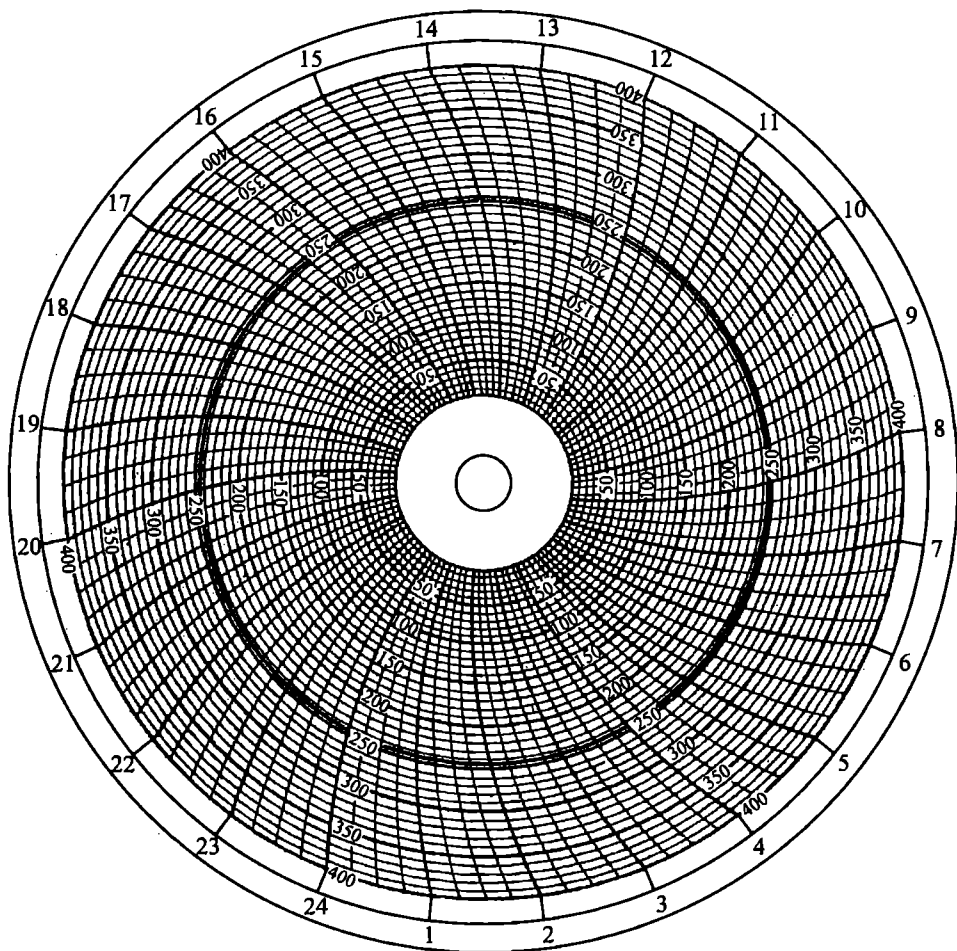


Рис. 25. Температура пара перед турбиной

Были изучены режимы работы станции при различных нагрузках турбогенератора. Станция испытана также на теплофикационном режиме — для отопления жилого поселка. На всех режимах станция работала вполне устойчиво.

Персоналу станции удалось освоить переход на резервные парогенераторы и циркуляционные насосы без снижения мощности турбогенератора, что очень важно для обеспечения нормальной работы станции.

Производившиеся в течение года ремонтные работы не вызывали больших затрат, так как сводились, главным образом, к осмотру и ревизии оборудования и к различным мелким исправлениям.

4. В процессе эксплуатации станции тщательно изучалась эффективность запроектированной биологической защиты. Оказалось, что интенсивность гамма-излучения в центральном зале при номинальной мощности реактора не превышает 0,1 мкр/с, что значительно ниже допустимой биологической дозы. При разгрузке аппарата защитные стены зала вполне обеспечивают

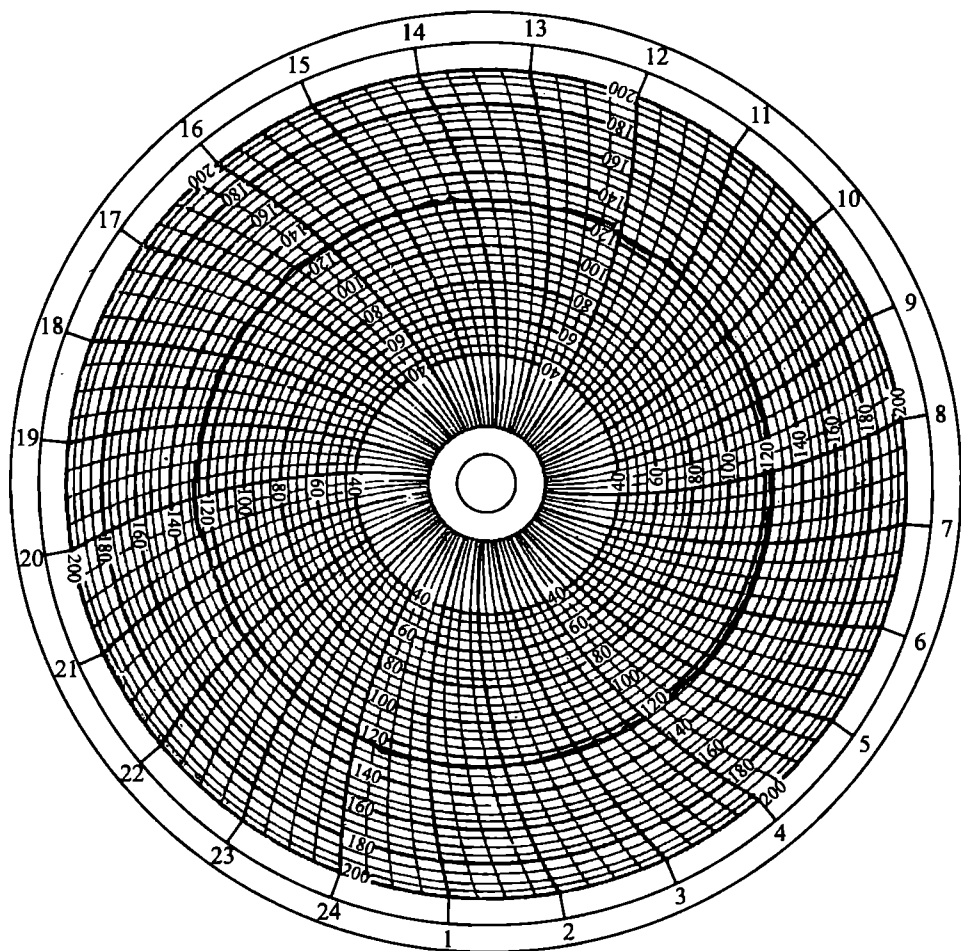


Рис. 26. Давление пара перед турбиной

в окружающих помещениях полную безопасность работы. Защита помещений парогенераторов, насосов и трубопроводов первичного контура также исключает возможность проникновения излучения в обслуживаемые помещения. На ограниченное время можно заходить и в помещения, где расположено это оборудование (излучение не выше 6 мкР/с).

Активности газа в центральном зале станции и в других помещениях также не наблюдается, что указывает на удовлетворительность работы вытяжной вентиляции.

Активность газа, сбрасываемого в вентиляционную трубу, обусловлена в основном активностью аргона воздуха. Измерения показывают, что принятая высота вентиляционной трубы гарантирует полную безопасность для окружающего населения, как и предусматривалось в проекте.

Активность сбрасываемой из первичного контура воды составляет 10^{-5} Ки/л по Na и Мп. После выдержки ее в отстойниках и разбавления

чистой технической водой активность сбрасываемой воды легко доводится до необходимой биологической нормы.

В случае аварии в каналах возможность попадания осколочной активности в сточные воды исключается вследствие наличия промежуточных емкостей.

Опыт работы станции показал, что система местной и центральной предупредительной сигнализации повышенной гамма- или газовой активности работает безупречно.

За все время работы станции не было ни одного случая переоблучения персонала.

Каждый сотрудник станции имеет контрольные дозиметрические фотокассеты и подвергается периодическому медицинскому осмотру. Работа на станции не оказывает вредного влияния на здоровье обслуживающего персонала.

Следует отметить, что для предотвращения переоблучения людей необходимо соблюдение строжайшей дисциплины и неуклонное выполнение правил работы и техники безопасности.

В качестве общего итога годичного опыта работы станции можно заключить, что атомная электростанция, имеющая источником энергии атомный реактор, подобный описанному, будет работать весьма надежно и устойчиво.

Сравнение атомной и угольной электростанций

Годичный период эксплуатации промышленной атомной электростанции СССР мощностью 5000 кВт дает много данных для разработки и осуществления крупных атомных электростанций, позволяя оценивать их экономические показатели на основе реального технического опыта.

Стоимость одного киловатт-часа электрической энергии, вырабатываемой на первой атомной электростанции, значительно превышает среднюю себестоимость одного киловатт-часа мощных тепловых электростанций в СССР, которая в 1953 г. на тепловых электростанциях Министерства электростанций составила 10 коп. за киловатт-час [15]. Однако она сравнима со стоимостью одного киловатт-часа тепловых электростанций аналогичного типа малой мощности (1000–5000 кВт).

Анализ стоимости одного киловатт-часа энергии, вырабатываемой на первой атомной станции, показывает, что высокая его себестоимость обусловлена, в первую очередь, малыми размерами станции, большими затратами на штучное изготовление тепловыделяющих элементов, повышенным расходом урана-235 вследствие малых размеров атомного реактора, а также рядом особенностей конструкции на этой станции, направленных к созданию повышенной надежности работы, от которых, как показывает опыт эксплуатации, можно отказаться.

Был рассмотрен вариант атомной электростанции с полезной мощностью в 100 000 кВт, оборудованной двумя реакторами того же типа, что и установленные на первой атомной станции СССР, с тепловой мощностью каждого реактора по 200 000 кВт.

Анализ стоимости одного киловатт-часа электроэнергии, проведенный применительно к атомной станции такой мощности, с учетом усовершен-

ствований, показывает, что себестоимость электроэнергии в этом случае существенно понижается.

Увеличение размеров реактора позволяет снизить обогащение урана, закладываемого в реактор. Расчеты показывают, что для работы двух реакторов этой большой станции необходимо до 20 т урана в год, обогащенного до 2,5 % изотопом урана-235, вместо обогащенного до 5 % на первой атомной электростанции. Уменьшение обогащения существенно снижает топливную составляющую в стоимости одного киловатт-часа энергии, вырабатываемой на атомной электростанции.

Экономические показатели усовершенствованной атомной электростанции мощностью 100 000 кВт были сопоставлены с показателями современной электростанции такой же мощности, работающей на угле среднего качества, сжигаемом в пылевидном состоянии. Оказалось, что стоимость топлива на один киловатт-час на атомной станции больше, но уже близка к топливной составляющей в стоимости одного киловатт-часа угольной станции той же мощности на топливе низкого качества.

Можно рассчитывать, что численность персонала, обслуживающего атомный реактор и парогенераторы, будет в 2–3 раза меньше числа работающих в котельной и на вспомогательных сооружениях угольной станции той же мощности.

Расход энергии на собственные нужды на атомной электростанции этого типа также ниже, чем на угольной.

Эти благоприятные обстоятельства улучшают технические и эксплуатационные данные атомной электростанции и облегчают ее эксплуатацию, компенсируя необходимость установки оборудования для удаления и хранения использованных радиоактивных тепловыделяющих элементов, радиоактивных газов и сбросных вод.

Сравнение количества оборудования, материалов и некоторых работ, необходимых для сооружения электростанций мощностью 100 000 кВт, с атомными реакторами типа первой атомной электростанции СССР показывает, что материальные затраты для строительства электростанции по своей структуре существенно изменяются и более благоприятны для атомной электростанции.

В таблице 2 приведены сравнительные данные (вес машин, механизмов, металлоконструкций, объем железобетонных работ и др.) по одному из вариантов атомной электростанции мощностью 100 000 кВт и угольной электростанции той же мощности. Данные, относящиеся к турбинному отделению и к электротехническим устройствам, в таблице не приведены ввиду того, что они одинаковы для обоих типов станций.

Из таблицы видно, что материальные затраты на сооружение атомной электростанции по целому ряду показателей меньше, чем для угольной, вследствие отсутствия на ней больших топливных складов, системы подачи топлива, углеразмольных мельниц, золоудаления и других громоздких сооружений, характерных для угольных электростанций.

На рис. 27 и 28 показаны атомная и угольная электростанции мощностью по 100 000 кВт.

**Таблица 2. Сравнительные показатели атомной
и угольной электростанций мощностью по 100 000 кВт**

Показатели	Единица измерения	Угольная электростанция	Атомная электростанция
Вес машин и механизмов	т	2700	700
Вес металлоконструкций	т	1250	900
Вес трубопроводов и арматуры	т	300	200
Вес обмуровки и кладки (для атомной электростанции — графитовая кладка)	т	1500	500
Вес механизмов топливного склада	т	2500	—
Вес подвижного состава	т	300	—
Объем бетонных и железобетонных работ	м ³	4000	9000
Объем зданий (без турбинного зала и электрических устройств)	м ³	75000	50000
Площадь застройки	га	15	5
Расход мощности на собственные нужды	кВт	8000	5000

Угольная станция оборудована двумя паровыми котлами, производительностью каждый 200–240 т пара в час, и двумя паровыми турбинами конденсационного типа по 50 000 кВт каждая с давлением пара 30–35 атм. Парогенераторы атомной станции рассчитаны на эти же параметры пара.

Сопоставление размеров зданий таких двух электростанций показывает, что атомная станция более компактна.

Сравнение возможных характеристик атомной и угольной электростанций мощностью по 100 000 кВт указывает на осуществимость и перспективность атомных станций, аналогичных первой промышленной атомной электростанции СССР, а отвод тепла из атомных реакторов при помощи воды под давлением становится обоснованным техническим решением, которое может быть широко использовано в атомной энергетике.

В зависимости от местных условий (стоимость электроэнергии в данном районе, величина затрат на производство обогащенного урана и на добычу природного урана) затраты на постройку атомной электростанции могут варьироваться с целью получения лучших экономических показателей по стоимости одного киловатт-часа и величине расходов на строительство станции.

Анализ амортизационных расходов, входящих в стоимость одного киловатт-часа электроэнергии, приводит к выводу, что эти расходы для будущих атомных электростанций большой мощности не будут существенно отличаться от амортизационных расходов соответствующей по мощности угольной станции.

Полная стоимость одного киловатт-часа электроэнергии, вырабатываемой на усовершенствованной мощной атомной электростанции того или иного типа, будет не на много превышать стоимость электроэнергии, вырабатываемой на хорошей угольной электростанции.

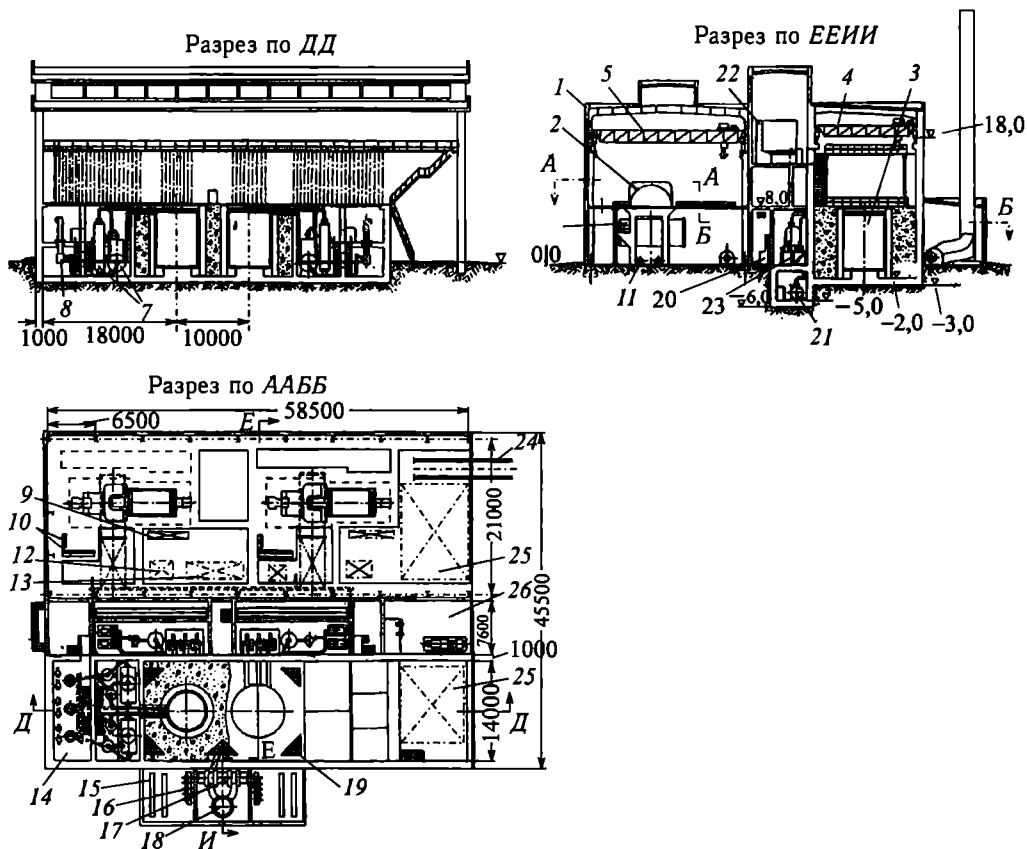


Рис. 27. Атомная электростанция на 100 МВт. I — разрез по ДД; II — разрез по ЕЕИИ; III — разрез по ААББ. 1 — здание; 2 — турбогенератор; 3 — реактор; 4 и 5 — подъемные краны; 6 — конденсатор; 7 — парогенераторы; 8 — циркуляционный насос; 9 — регенеративный подогреватель; 10 — щит управления турбогенератора; 11 — насос для конденсата; 12 — питательный насос; 13 — установка пускового конденсатора; 14 — подпиточный насос; 15 — установка влагосигнализации; 16 — установка компенсаторов объема; 17 — установка вентиляторов; 18 — вентиляционная труба; 19 — хранилище рабочих каналов; 20 — щит распределительного устройства собственных нужд; 21 — бак активной дренажной воды; 22 — главный щит станции; 23 — механизм для передвижения регулировочных стержней; 24 — железнодорожный путь; 25 — монтажные площадки; 26 — механическая мастерская

Атомная электростанция уже сейчас более экономична по сравнению с угольной станцией, находящейся далеко от района добычи угля или работающей на низкосортном топливе. Это открывает перспективу использования атомных электростанций для удовлетворения возрастающих потребностей в электроэнергии как промышленности, так и сельского хозяйства. Атомная электростанция может быть также использована и для теплофикации городов.

В СССР в настоящее время проектируются атомные электростанции разных типов, мощностью 50–100 тыс. кВт и более, в том числе и станция рассмотренного выше типа. Экономические расчеты показывают возможность выработки электроэнергии на таких станциях стоимостью в пределах 10–20 коп. за один киловатт-час.

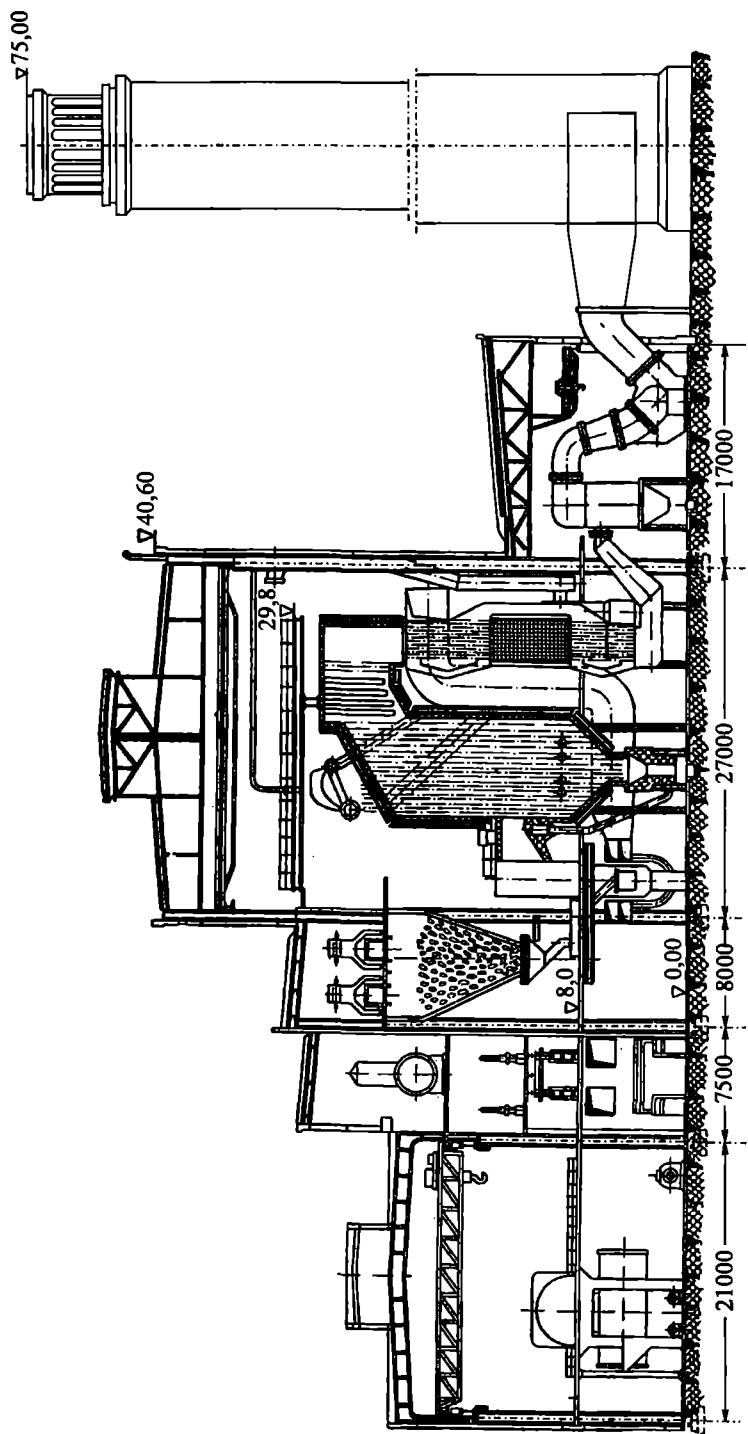


Рис. 28. Угольная электростанция на 100 МВт

Пути развития атомной энергетики

Рассмотренный выше проект большой атомной электростанции имеет неоспоримое преимущество перед другими станциями, так как он основывается на опыте действующей электростанции меньшей мощности.

Однако путь, избранный в этом проекте атомной электростанции, не является единственным. Разнообразие атомных реакторов, которые могли бы быть применены для энергетических целей, весьма велико.

С физической точки зрения следует классифицировать возможные реакторы прежде всего по спектру энергии нейтронов, существенно участвующих в делении урана или другого делящегося вещества. В этом отношении следует различать реакторы на тепловых, промежуточных и быстрых нейтронах. В реакторах на тепловых и промежуточных нейтронах обязательно имеется замедлитель нейтронов. Это второй признак для классификации реакторов по веществу, принятому в качестве замедлителя. Делящееся вещество может быть распределено в замедлителе равномерно или блоками. Это позволяет подразделять реакторы на гетерогенные и гомогенные. Дальнейшее уточнение типа реактора диктуется выбором теплоносителя и, наконец, конструктивными особенностями реактора.

Обратимся, в соответствии с этим, к сравнительной характеристике некоторых реакторов, могущих служить источником тепла для атомных электростанций.

Рассмотрим сначала гетерогенные реакторы на тепловых нейтронах с графитовым замедлителем.

1. Водяное охлаждение. Если отводить тепло из реактора водой высокого давления, как это сделано в описанном реакторе атомной электростанции, то невысокая температура теплоносителя не позволит получать высокие параметры рабочего пара в турбогенераторе, что является большим недостатком реактора этого типа.

Так, например, для получения пара с температурой 375°C давление в первичном контуре должно быть выше 225 атм. Это потребует введения в реактор значительного количества конструкционного материала, скорее всего — стали, что приведет к необходимости сильно увеличить обогащение урана изотопом-235, т. е. к увеличению стоимости загружаемого атомного топлива, которое не будет компенсировано улучшением теплового коэффициента полезного действия электростанции. Тем не менее, строительство атомных электростанций на реакторах такого типа, как было показано выше, вполне эффективно.

2. Газовое охлаждение. В случае газового охлаждения зависимость между температурой и давлением теплоносителя отсутствует. В этом преимущество газового охлаждения перед водяным. Оно может быть осуществлено при различных уровнях температуры. Однако газ не может конкурировать с водой в отношении теплоемкости, и для обеспечения высокого теплосъема необходимы газодувки большой мощности.

Все же системы с газовым охлаждением могут оказаться практичными. Поэтому английские физики и инженеры выбрали на ближайшее будущее

сооружение энергетических графитовых реакторов с газовым охлаждением. Этот выбор позволяет использовать опыт уже освоенных в Англии реакторов и тем самым практично решает задачу создания в короткий срок ядерных электростанций значительного масштаба. Аналогичными соображениями, видимо, объясняется и направление работ по атомной энергетике во Франции.

3. Охлаждение жидкими металлами совмещает достоинства газового и водяного охлаждения. Высокая точка кипения расплавленных металлов позволяет избежать высоких давлений в первичном контуре, а значительная, по сравнению с газами, теплоемкость расплавленного металла не ведет к необходимости прокачивать через реактор большие объемы теплоносителя. Наиболее приемлемым теплоносителем этого типа является натрий.

Основное отличие натрия от воды в отношении влияния на цепную реакцию заключается в том, что вода является гораздо лучшим замедлителем. Поэтому в реакторе, в котором предусмотрено охлаждение водой, при таком соотношении воды и графита, когда вода практически не участвует в замедлении нейтронов, а действует как их поглотитель, можно заменить воду на натрий. В этом случае, при небольших давлениях теплоносителя (5–10 атм), можно значительно поднять температуру в первичном контуре и тем самым увеличить параметры рабочего пара. Представляется вполне возможным достигнуть коэффициента полезного действия больше 30 %. При больших размерах аппарата можно обойтись мало обогащенным ураном (менее 1 %), а при применении для покрытия урановых блочков циркония или очень тонкой стали можно работать и на натуральном уране. Поэтому графито-натриевые реакторы представляются перспективными и, вероятно, экономичными энергетическими реакторами.

Недостатком натриевого охлаждения является высокая активность натрия, которая сравнительно медленно спадает (полупериод равен 14 ч). Это обстоятельство делает натриевый контур труднодоступным для обслуживания. Усложнится также и теплообменная аппаратура из-за необходимости предварительного разогрева натрия и многих мер предосторожности, которые следует принять для избежания контакта воды и натрия.

Исследования по реакторам с жидкометаллическим теплоносителем ведутся во многих странах, в том числе и в СССР.

4. Водно-водяные реакторы. Другой тип атомного энергетического реактора представляет собой реактор, в котором и замедлителем, и теплоносителем является обыкновенная вода. Вода как замедлитель имеет ряд особенностей: длина замедления и длина диффузии в ней исключительно малы (5,7 и 2,8 см соответственно). Однако наиболее интересная ее особенность заключается в зависимости сечения рассеяния нейтронов от энергии — оно мало для больших энергий и велико для малых. Если расположить урановые блочки в тесной решетке, то нейтроны частично будут проскакивать в соседние блочки урана и вызывать там дополнительное деление урана-238, которое возможно только на быстрых нейтронах. Благодаря этому коэффициент размножения возрастет, что позволит допустить некоторое увеличение резонансного поглощения замедляющихся нейтронов. Проводимые в СССР экспериментальные и расчетные работы показывают, что для определенных

решеток можно получить размножение на быстрых нейтронах, достигающее 15%.

Увеличение резонансного поглощения повышает накопление плутония в этом реакторе по сравнению с реакторами на тепловых нейтронах, но с другим замедлителем. Это важнейшая особенность реактора подобного типа [16].

В зависимости от конструктивного выполнения такого реактора можно добиться той или иной длительности кампании. Физические расчеты показывают, что эта длительность может быть весьма большой. Смогут ли тепловыделяющие элементы выстоять значительный срок без существенных повреждений, — это другой вопрос, который может быть решен лишь опытным путем. Если большие сроки окажутся реальными, то аппарат подобного типа будет весьма экономичным источником атомной энергии.

Поэтому в СССР проводятся разносторонние работы, необходимые для строительства водо-водяных реакторов. Американские исследователи также уделяют большое внимание этому типу реакторов, видимо по тем же причинам. Интересно отметить, что пути развития атомной энергетики в США и у нас в стране очень схожи. Характерные для обеих стран большие пространства и разнообразие экономических районов требуют возможно более полного рассмотрения различных возможных типов атомных электростанций, доступных нашим странам, в соответствии с состоянием в них науки и техники.

В заключение отметим, что недостатком водо-водяных реакторов является трудность компенсации температурного и других эффектов при малой компенсирующей способности стержней и из-за характерной для воды малой длины диффузии и замедления. Особого внимания заслуживает действие излучения реактора на материал корпуса, несущего высокое давление воды.

5. Реактор на тяжелой воде. Качество реактора на тепловых нейтронах может быть также повышено и за счет уменьшения поглощения нейтронов в замедлителе. Таким замедлителем, исключительно слабо поглощающим нейтроны, является тяжелая вода [17]. Если в таком реакторе удалось бы осуществить теплосъем, не применяя конструкционных материалов, сильно поглощающих нейтроны, а теплоноситель выбрать также с малым поглощением, то такой реактор мог бы работать на естественном уране, что нельзя не рассматривать как значительное достоинство реактора этого типа.

Недостатком аппарата этого типа является высокая стоимость тяжелой воды и сравнительно ограниченная длительность кампании. Поэтому производство тепловыделяющих элементов для аппарата этого типа должно быть особенно дешевым, чтобы не свести на нет его преимущество — возможность работать на небогащенном уране.

6. Гомогенные реакторы. Рассмотренные ранее реакторы являются гетерогенными. В них уран распределен в виде блочков, образующих ту или иную пространственную решетку. Эти реакторы имеют малый резонансный захват. Можно пойти и по другому пути, представив себе уран равномерно распределенным в замедлителе — растворенным или взвешенным в виде суспензии. В таком реакторе резонансный захват будет велик, но связанное с этим обстоятельством уменьшение коэффициента размножения может быть

компенсировано тем, что в этом реакторе можно удалять из активной зоны ксенон, отравляющий любой реактор, действующий на тепловых нейтронах. В противном случае придется существенно увеличивать обогащение урана изотопом-235. Подобный реактор не имеет тепловыделяющих элементов, которые всегда представляют определенную проблему; химическая обработка делящегося вещества здесь также упрощается [18]. Эти достоинства гомогенных реакторов еще не оценены в должной мере.

В одном из докладов, представленных на конференцию от СССР [18], описывается проект кипящего гомогенного реактора; при этом весьма важным результатом проведенных у нас в стране исследований является доказательство возможности очень высокой степени очистки пара кипящего котла от радиоактивности. Хотя в разработке кипящих гомогенных реакторов есть еще много неясных вопросов, все же можно думать, что встречающиеся на этом пути трудности вполне преодолимы.

Все описанные выше реакторы имеют тот дефект, что вырабатывают энергию почти полностью за счет сжигания изотопа урана-235, количество которого в природе в 140 раз меньше количества изотопа урана-238.

В реакторах на тепловых нейтронах уран-238 используется только частично, благодаря превращению его при радиационном захвате и последующих радиоактивных распадах в плутоний-239, также делящийся на тепловых нейтронах, как и уран-235. Коэффициент воспроизводства плутония из урана-238, т.е. количество атомов плутония, возникающих на один разделившийся атом изотопа урана-235, в системах на тепловых нейтронах, по всем оценкам и опытным данным, не больше единицы. Поэтому сомнительно, чтобы проблема полного использования природных запасов делящихся материалов могла быть решена исключительно путем строительства реакторов, работающих на тепловых нейтронах.

Среди делящихся изотопов урана имеется не встречающийся в природном уране изотоп-233. Этот изотоп может быть получен искусственно, путем захвата нейтронов торием-232. На основе этого изотопа можно осуществить реактор на тепловых нейтронах, который будет воспроизводить из тория уран-233 с коэффициентом воспроизводства несколько больше единицы (1,1). Поэтому такой реактор будет не только производить энергию, но и вырабатывать из тория делящийся изотоп урана-233. Необходимо, чтобы потери при химической переработке тория были значительно меньше 10%. При этом открывается возможность использования тория в качестве сырья для атомного топлива. Торий в природе встречается практически довольно широко, поэтому такой «ториевый цикл» представляется одной из интересных перспектив атомной энергетики.

Весьма вероятно, что страны с большими запасами тория найдут выгодным в качестве основного направления выбрать разработку гомогенных реакторов на тяжелой воде с расширенным воспроизводством урана-233. Использование атомного горючего в нескольких циклах, как это было показано в одном из докладов канадских ученых, должно привести к дальнейшей и, может быть, существенной экономии в расходовании природных запасов делящихся веществ. Заметим, что уран-233, видимо, может быть весьма

подходящим делящимся веществом для систем на промежуточных нейтронах. Мы не будем, однако, подробнее останавливаться на реакторах, этого типа, так как по своим физическим особенностям они являются переходными от реакторов на тепловых нейтронах к реакторам на быстрых нейтронах и поэтому не обладают столь ярко выраженными чертами, которые характерны для крайних типов. Их основная особенность заключается в возможности осуществления реакторов умеренных размеров, что в некоторых случаях может быть ценно.

7. Реактор на быстрых нейтронах. В реакторе на быстрых нейтронах отсутствует замедлитель. Делящееся вещество (уран-235 или плутоний) разбавлено лишь в некоторой мере теплоносителем, который должен обеспечить съем тепла. Активная зона такого реактора может быть весьма малой, и только необходимость снимать тепло заставляет увеличивать ее размеры.

Теплоноситель должен по возможности мало замедлять нейтроны, поэтому естественными теплоносителями для таких реакторов могут служить жидкие металлы. Отражатель реактора также должен быть выполнен из материала, не замедляющего нейтроны. Реакторы на быстрых нейтронах обладают рядом физических особенностей, радикально отличающих их от реакторов на тепловых нейтронах.

Во-первых, на быстрых нейтронах возможно деление основного изотопа урана-238 (порог деления 1 МэВ). Конкурирующим процессом будет неупругое рассеяние на уране и на различных конструкционных материалах. Неупругое рассеяние смягчает спектр нейтронов и выводит их в область ниже порога деления. Поэтому желательно снизить его роль в цепной реакции.

Во-вторых, сечения непроизводительного захвата в материалах уменьшаются с ростом энергии нейтронов сильнее, чем уменьшается сечение деления изотопа урана-235 или плутония. Поэтому соотношение между делением и вредным захватом для быстрых нейтронов изменяется в пользу деления. Это обстоятельство, вместе с существенным снижением роли характерных для тепловых систем явлений «отравления» и шлакования, позволяет использовать значительную долю нейтронов деления на поглощение их в уране-238, с последующим превращением его в делящийся плутоний. Такое превращение может быть осуществлено как в активной зоне реактора, так и в отражателе, который естественно изготовить из природного или даже обедненного урана.

В начале наших работ экспериментальные данные отсутствовали, и наши оценки приводили к коэффициентам воспроизводства около 1,3–1,4. Однако действительность превзошла наши ожидания. Проведенные в течение 2 лет опыты на физическом плутониевом реакторе и измерения, проведенные другими методами, показали, что мы можем рассчитывать на получение плутоний-урановых систем с коэффициентами воспроизводства, достигающими до 2, а с учетом всех потерь — не менее 1,5. Как было показано в наших опытах, для наиболее жесткого измеренного спектра $\nu = 2,72$, для нейтронов с энергией 900 кэВ $\nu = 2,9$, а для нейтронов с энергией 250 кэВ $\nu = 2,6$. Измерения вклада от деления урана-238 в коэффициент воспроизводства показали, что он может составить около 0,5.

Публикуемые на конференции результаты Аргоннской лаборатории на реакторе EBR-I, а также работы, проведенные в Харуэлле, находятся в согласии с нашими результатами.

Полученные в СССР данные показывают, что, несмотря на необходимость загрузки в реакторы на быстрых нейтронах больших количеств активных материалов¹, они все-таки могут быть весьма перспективными, особенно учитывая то обстоятельство, что проектируемые и строящиеся энергетические реакторы на тепловых нейтронах могут в будущем поставить необходимые количества плутония.

Разработка реакторов на быстрых нейтронах ставит новые и трудные технологические вопросы, как, например, поведение конструктивных и делящихся материалов в потоках порядка 10^{16} нейтронов/см²·с и интегральных потоках порядка 10^{23} нейтронов/см²·с. Это означает, что за время экспозиции почти все атомы конструктивных материалов будут выбиты со своих мест.

Имеющийся до сих пор опыт ограничивался интегральными потоками, в тысячи раз меньшими, поэтому трудно предсказать на основании этого опыта поведение материалов в реакторах на быстрых нейтронах. Глубина выгорания активных материалов также значительно превысит практически освоенные пределы.

Мы рассчитываем, что несколько процентов всей загрузки урана и плутония превратится в осколки. Как это повлияет на теплопроводность, объем и форму тепловыделяющих элементов, а следовательно, и на их работоспособность, сейчас предсказать еще трудно. Наконец, не простая задача — снять очень большую мощность с небольшого объема активной зоны.

Если технически возможно осуществить тепловыделяющие элементы, которые будут работать при больших теплонапряженностях и высоких нейтронных потоках в течение года или более, а также избежать больших потерь при химической переработке, то такие реакторы будут производить не только энергию, но и перерабатывать основной изотоп урана-238 в хорошо делящееся вещество — плутоний.

Таким образом, реакторы на быстрых нейтронах дают возможность полностью использовать природные запасы всего урана, а не только его изотопа-235. Поэтому такие реакторы следует рассматривать как важнейшую часть перспективной программы развития атомной энергетики.

Однако перспектива широкого строительства атомных электростанций с применением реакторов на быстрых нейтронах является все же более отдаленной.

Применение высокообогащенного урана или плутония для энергетических целей в современных условиях еще тормозится тем обстоятельством, что эти материалы могут иметь и военное назначение. Поэтому чем скорее оправдается справедливая и разумная надежда всего человечества на то, что новая

¹ Отношение загруженного урана-235 (или плутония) к загруженному урану-238 будет составлять для реакторов на тепловых нейтронах 0,01–0,03, для реакторов на быстрых нейтронах 0,20–0,50, т. е. на порядок больше.

могучая сила природы будет применяться исключительно для мирных целей, тем скорее выйдет на дорогу широкого развития атомная энергетика.

Конкретные экономические условия в каждой из стран требуют своеобразного подхода к решению стоящих перед этими странами задач.

Сейчас весьма трудно предсказать, какое из направлений окажется в разные периоды и в разных условиях наиболее выгодным, что и вызывает необходимость вести разработки широким фронтом. Масштаб работ, связанный с развитием атомной энергетике, настолько велик, что каждая страна заинтересована в опыте и достижениях других стран.

Поэтому международное сотрудничество в области атомной энергетике будет особенно ценным для развития новой и увлекательной области человеческой деятельности¹.

Список литературы

1. *Фурсов В. С.* Работы Академии наук СССР по уран-графитовым реакторам. Докл. на сессии Академии наук СССР, 1955 г.
2. *Фейнберг С. М.* Гетерогенные методы расчета реакторов. Обзор результатов и сравнение с экспериментом // Докл. на Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. См. также Материалы... Т. 5, заседание 23А, доклад Р/669.
3. *Кружилин Г. Н.* Реактор для физических и технических исследований // Докл. на Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. См. также Материалы... Т. 2, заседание 10А, докл. Р/620.
4. *Клименков В. И., Алексеенко Ю. Н.* Изменение свойств графита под действием облучения нейтронами. Докл. на сессии Академии наук СССР, 1955 г.
5. *Конобеевский С. Т., Кутайцев В. И., Правдюк Н. Ф.* Влияние облучения на структуру и свойства делящихся материалов // Докл. на Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. См. также Материалы... Т. 7, заседание 11В, докл. Р/681.
6. *Конобеевский С. Т., Кутайцев В. И., Правдюк Н. Ф.* Влияние облучения на структуру и свойства конструкционных материалов // Докл. на Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. 1955 г. См. также Материалы... Т. 7, заседание 11В, докл. Р/680.
7. *Правдюк Н. Ф.* Металловедческая горячая лаборатория // Докл. на Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. См. также Материалы... Т. 7, заседание 8В.2, докл. Р/673.
8. *Зарецкий Д. Ф.* Эффективные граничные условия для «серых» тел // Докл. на Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. См. также Материалы... Т. 5, заседание 23А, докл. Р/667.
9. *Галанин А. Д.* Использование метода эффективных граничных условий для расчета критических размеров реактора // Докл. на Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. См. также Материалы... Т. 5, заседание 23А, докл. Р/664.
10. *Марчук Г. И.* Выступление в дискуссии на сессии Академии наук; СССР, 1955 г.

¹ Обсуждение доклада Д. И. Блохинцева и Н. А. Николаева опубликовано в Материалах Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. Т. 3. С. 92–94. — *Прим. ред.*

11. *Гуревич И. И., Померанчук И. Я.* Теория резонансного поглощения в гетерогенных системах // Докл. на Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. См. также Материалы... Т. 5, заседание 23А, докл. Р/649.
12. *Егизаров Н. Б., Дикарев В. С., Мадеев В. Г.* Измерение резонансного поглощения нейтронов в уран-графитовых решетках. Докл. на сессии Академии наук СССР, 1955 г.
13. *Бургов Н. Д.* Резонансное поглощение нейтронов в гетерогенных системах. Докл. на сессии Академии наук СССР, 1955 г.
14. *Долин П. И., Эршлер Б. В.* Радиолиз воды в присутствии H_2 и O_2 под действием излучения реактора, осколков деления и рентгеновского излучения // Докл. на Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. См. также Материалы... Т. 7, заседание 128, докл. Р/679.
15. *Первухин М. Г.* Речь на Первой сессии Верховного Совета СССР IV созыва (24 апреля 1954 г.). М.: Госполитиздат, 1954.
16. *Фейнберг С. М.* Некоторые вопросы теории урано-водной решетки. Докл. на сессии Академии наук СССР, 1955 г.
17. *Алиханов А. И., Владимирский В. В., Никитин С. Я., Галанин А. Д., Гаврилов С. А., Бургов Н. А.* Опытный реактор с тяжелой водой // Докл. на Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. См. также Материалы... Т. 2, заседание 9А, докл. Р/623.
18. *Алиханов А. И., Завойский В. К., Сердюк Р. Л., Эршлер Б. В., Суворов Л. Я.* Кипящий энергетический гомогенный ядерный котел // Докл. на Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. См. также Материалы... Т. 3, С. 218–224, заседание 12А, докл. Р/624.

НЕКОТОРЫЕ ВЫВОДЫ ИЗ ОПЫТА ЭКСПЛУАТАЦИИ ПЕРВОЙ В МИРЕ АЭС*

Совместно с Н. А. Доллежалем, А. К. Красиным

Успешная эксплуатация Первой в мире атомной электростанции на протяжении 20 лет убедительно показала, что такой срок работы, рассматриваемый как желательный во многих проектах АЭС, в принципе достижим.

За прошедшие годы научная мысль и техника сооружения ядерно-энергетических установок ушли далеко вперед, однако опыт как первых лет, так и длительных сроков работы Первой АЭС остаются интересными для современной практики.

Научно-технические предпосылки разработки АЭС от периода проектирования Первой АЭС до настоящего времени обогатились обширными знаниями констант взаимодействия нейтронов с различными материалами, методами расчетов реакторов и техническими средствами расчета в виде электронно-счетных и электронно-моделирующих машин. В современных условиях иногда даже затруднительно понять некоторые сложности, которые возникали более 20 лет назад, хотя их было немало, и при тех скромных расчетных средствах потребовалось немало упорства и настойчивости, чтобы не только решить вопросы первой стадии сооружения АЭС, но и обеспечить ее длительную эксплуатацию без значительных существенных изменений в последующие годы.

Уже самый начальный период эксплуатации Первой АЭС позволил сделать важные принципиальные выводы:

деление тяжелых ядер под действием нейтронов может быть широко использовано как источник получения тепловой, электрической и механической энергий;

атомные электростанции могут устойчиво, безопасно и длительно работать;

экономические показатели ядерно-энергетических установок могут сравнительно быстро стать приемлемыми для широкого использования нового способа производства энергии.

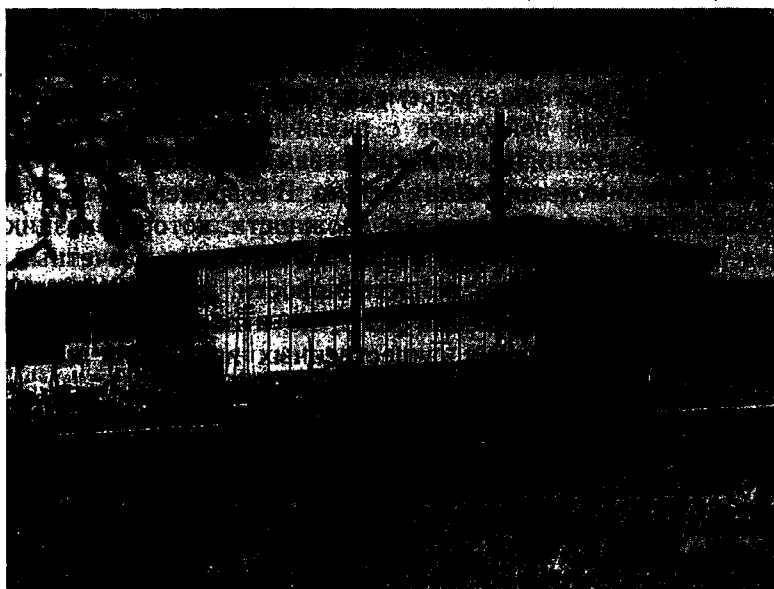
Эти выводы, сделанные в первые годы развития ядерной энергетики, явились значительным стимулом для широкого поиска новых знаний и создания новых конструкций АЭС [1–9].

* Ат. энергия. 1974. Т. 36, вып. 6. С. 423–426.

Выдающийся пример Первой в мире АЭС послужил ярким свидетельством высокого уровня советской науки. Доклады советских ученых на I и II Международных конференциях по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955 г.; 1958 г.) убедительно показали мировой общественности реальность использования ядерной энергии для обеспечения работы электростанций. Этот уникальный вклад в мировую науку и технику был сделан на основе теоретических знаний, высокой технической культуры и упорного труда большой группы советских специалистов, воодушевленных передовыми идеями советского общества.

В создании Первой атомной электростанции исключительная роль принадлежала академику И. В. Курчатову.

Первая АЭС в СССР по замыслу и исполнению была создана как комплексная атомная электростанция, а не только как сооружение, которое может побочно отводить тепловую энергию. Тем самым она явилась началом на пути изыскания оптимальных решений по использованию ядерных превращений для выработки электроэнергии. Прошедшие после пуска Первой АЭС годы убедительно это подтвердили.



Главное здание Билибинской АЭС

Через 10 лет после ввода в эксплуатацию Первой в мире АЭС на III Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964 г.) было единодушно признано, что ядерная энергетика заслуживает широкого использования как по техническим, так и по экономическим соображениям. На этой конференции уже от ряда стран были представлены доклады об опыте работы АЭС, предложения различных типов АЭС и описания их экономических особенностей.

Это решение мирового форума ученых, инженеров, экономистов и специалистов других профилей утвердило триумф принципов, раскрытых человечеству в результате успешной работы Первой в мире АЭС в СССР.

В социальном отношении для сознания широких масс населения Первая АЭС в СССР явилась убедительным доказательством доступности и реальности использования атомной энергии на благо человеческого общества.

Помимо общих положений физической и технической доступности развития ядерной энергетики Первая АЭС позволила выявить ряд более узких, но весьма важных технических особенностей работы АЭС и перспективность отдельных технических решений.

К числу важных достижений относятся:

1. Полученная глубина выгорания ядерного горючего. На Первой АЭС впервые получен опыт работы трубчатых твэлов¹ с выгоранием ^{235}U 50–60 %, или 25–30 кг/т и выше. Топливная композиция из порошка уран-молибденового сплава, диспергированного в магниевой матрице, показала высокую работоспособность. Твэлы и технологические каналы в целом обеспечили длительную безаварийную работу АЭС и уже в первые годы дали обнадеживающий пример работы твэлов в высоконапряженных режимах [4, 5, 10, 11].

2. Достижение высоких тепловых нагрузок на твэлах. Впервые для работы твэлов были получены тепловые нагрузки до $1,8 \cdot 10^6$ ккал/м² · ч. Эти показатели оказались стимулирующими для дальнейших разработок высоконапряженных твэлов энергетических установок [2, 4, 11].

3. Изучение водных режимов и отложений на тепловыделяющих поверхностях. Анализ температурных режимов работы и состава отложений на тепловыделяющих поверхностях реактора показал значительную разницу в динамике их роста в условиях радиационных полей и влияние на теплообмен по сравнению с условиями вне полей радиации. Установление этого явления создало основы для использования тепловыделяющих поверхностей с водным теплоносителем в условиях длительной работы в радиационных полях [4, 11].

4. Разработка и освоение режимов частичных перегрузок. Для реактора Первой АЭС был разработан и осуществлен метод частичных перегрузок ядерного горючего, что привело к более эффективному использованию ядерного горючего и улучшению физического профилирования активной зоны реактора. Этот метод нашел широкое применение в последующих разработках [4, 5, 11].

5. Изучение температурного режима работы графитовой кладки реактора. Установлено, что графитовая кладка реактора может нормально эксплуатироваться вплоть до 800 °С в среде азота. При температуре графита 650 °С и выше в нем не происходит заметного изменения физических свойств, в том числе распухания. Эти выводы послужили важным основанием для разработки более мощных графито-водных реакторов [5, 11].

¹ Твэл — тепловыделяющий элемент.

6. Изучение переходных режимов работы АЭС. В процессе пуска и эксплуатации Первой АЭС изучен широкий круг вопросов, связанных с переходными режимами энергетического реактора с водным теплоносителем под давлением. Эти исследования обеспечили надежные нормы эксплуатации АЭС и создали предпосылки к изучению режимов с кипением воды в реакторе канального типа [4, 5, 9–11].

7. Освоение режимов кипения теплоносителя в реакторе. Разработаны способы предотвращения пульсации теплоносителя в реакторе канального типа. Показана устойчивая работа реактора в режиме кипения, чем доказана возможность интенсификации теплообмена в реакторе и созданы технические предпосылки для изучения перегрева пара в нем [5].

8. Осуществление перегрева пара в реакторе. В реакторе Первой АЭС была встроена петлевая схема с десятью каналами, на которой получен и перегрет пар в реакторе и изучены режимы пуска и останова схемы с перегревом пара. Данные этого исследования легли в основу проектирования Белоярской АЭС им. И. В. Курчатова [10, 12].

9. Изучение вопросов безопасности и чистоты окружающей среды. Тщательный анализ условий работы персонала Первой АЭС и чистоты окружающей местности уже в самом начале работы АЭС позволил использовать нормы защиты и правила работы, обеспечивающие безопасность персонала и чистоту окружающей среды. Были изучены аварийные ситуации с технологическими каналами и показаны на практике способы ликвидации ненормальных ситуаций. Продемонстрированная в результате работы Первой в мире АЭС безопасность и надежность АЭС и отсутствие вредных выбросов в окружающую среду дали важные сведения и уверенность разработчикам АЭС в том, что ядерная энергетика является безопасным и надежным способом генерации энергии [4, 5, 11].

10. Использование Первой АЭС как базы подготовки кадров и пропаганды технических идей. С первых лет своего существования Первая в мире АЭС стала базой подготовки персонала для работы в области создания и эксплуатации ядерно-энергетических установок; она явилась объектом посещения многочисленных зарубежных специалистов. Школу Первой АЭС прошли многие советские специалисты, ставшие ныне крупными руководителями коллективов по разработке и применению новой техники. Широкая популярность Первой АЭС существенно способствовала укреплению уверенности в том, что атомная энергия может и должна служить мирным целям. Уникальный характер установки и ее успешная длительная эксплуатация создали советской науке приоритет; она признана пионером ядерной энергетики [13, 14].

Исключительное значение для надежной работы Первой в мире АЭС имел высокий уровень технологии производства трубчатых твэлов. За 20 лет эксплуатации АЭС не было случаев выхода из строя твэлов, работавших в эксплуатационных режимах. Разработанная под руководством докт. техн. наук В. А. Малых технология изготовления топливной композиции и широко использованная при производстве твэлов система неразрушающего контроля могут и сейчас служить образцом высокого уровня технологии производства.

Несомненно, что значительную роль при этом сыграли общий высокий уровень производства тонкостенных труб, электросварки и т. д.

При разработке Первой АЭС основной вклад внесли такие ученые, разработчики и проектанты, как С. М. Фейнберг, П. Э. Немировский, Ю. М. Занков, М. Е. Минашин, Б. Г. Дубовский, И. Г. Морозов, Е. И. Стрельцов, Б. А. Зенкевич, Ю. А. Сергеев, Ж. И. Иевлева, Л. А. Маталин, П. Н. Слюсарев, Д. Ф. Зарецкий, Д. М. Овечкин, И. Т. Табулевич, П. И. Алещенков, Г. Д. Князева, Л. И. Лунина, Б. В. Флоринский, М. П. Сергеев, Д. Н. Попов, И. Я. Емельянов, А. Г. Филиппов, В. Ф. Безлюдный, Г. В. Складнев, Ф. Г. Герасимов, Н. А. Абрамов, Н. Ф. Вешняков, А. В. Ушаков, В. А. Медведков, В. Е. Александров, В. Ф. Овчинников, Л. М. Садовникова, И. Я. Блох, А. А. Хохлачев, В. Е. Глот; за монтаж и строительство АЭС ответственными были В. Ф. Гусев, Н. Б. Законнов, Л. Я. Лумер, В. А. Логинов, Б. А. Ионкин, Г. А. Васильковский, Е. Д. Новожилов, Д. С. Захаров, И. П. Сорокин, А. А. Трыков; в эксплуатации АЭС основная заслуга принадлежит Н. А. Николаеву, А. Н. Григорьянцу, Г. Н. Ушакову, Н. В. Звонову, Ю. В. Архангельскому, Б. Б. Батурову, И. В. Морозову, А. Ф. Попову, Н. А. Забелину, В. А. Коновалову, Н. Т. Костаревой, Л. А. Кочеткову, В. В. Долинскому.

Работа Первой АЭС во втором десятилетии была связана с постановкой в реакторе крупномасштабных экспериментов по испытанию твэлов и петлевых устройств для решения схемных вопросов [15–19]. Из большого числа таких работ следует выделить:

- испытание макетов твэлов для разрабатываемых АЭС;
- изучение переходных режимов в схемах с ядерным перегревом пара;
- изучение работы схемы с естественной циркуляцией водного теплоносителя;
- исследование водных режимов на специальном петлевом устройстве;
- изучение поведения графита в условиях длительной эксплуатации;
- изучение различных физических и технических вопросов на пучках нейтронов и в радиационных полях реактора;
- совершенствование норм эксплуатации АЭС в отношении безопасности и чистоты окружающей среды.

Результаты этих обширных исследований существенно использовались при разработке новых типов АЭС: Белоярской АЭС им. И. В. Курчатова, Билибинской, Ленинградской. Опытные исследования на реакторе Первой АЭС оказались весьма важными для разработки передвижной АЭС ТЭС-3 в «Север-1».

Первенцу ядерной энергетики принадлежит значительная роль в создании электрогенерирующих каналов — основного элемента первых в мире термоэмиссионных реакторов-преобразователей. В специально сооруженных петлях прямого преобразования на Первой АЭС отрабатывались конструкции таких каналов, в том числе штатная конструкция термоэлементного ЭГК реактора «Топаз» [20, 21].

Важен тот факт, что реактор и вся установка в течение 20 лет находились в постоянной эксплуатации, и поэтому такой срок работы Первой АЭС весьма существен для прогнозов долговечности и работоспособности ядерно-энерге-

тических установок. В настоящее время имеется более ста АЭС, а планы строительства новых АЭС предусматривают мощности на сотни миллионов киловатт. В этой связи крайне важно иметь представление о реальном сроке работы этих установок. Поэтому анализ состояния Первой АЭС после 20 лет работы весьма актуален.

Результаты работ последних лет на Первой АЭС освещаются в специальном сборнике и ряде статей.

Первая в мире АЭС Советского Союза, оказавшая значительное влияние на мировое развитие мирного использования атомной энергии, продемонстрировала благородную черту советской науки и техники — отдавать на благо человеческого общества новейшие достижения техники и передовых знаний.

Список литературы

1. Блохинцев Д. И., Николаев Н. А. // Реакторостроение и теория реакторов. Докл. сов. делегации на междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955: М.: Изд-во АН СССР, 1955. С. 3. — Статья 31 в настоящем издании. — *Прим. ред.*
2. Блохинцев Д. И., Доллежалъ Н. А., Красин А. К. // АЭ. 1956. № 1. С. 10.
3. Красин А. К. // АЭ. 1956. № 2. С. 3.
4. Григорьянц А. Н. // АЭ. 1957. Т. 2. С. 109.
5. Доллежалъ А. Н. и др. // Тр. II Женевской конф. Докл. советских ученых. Т. 2. М.: Атомиздат, 1958. С. 15.
6. Доллежалъ Н. А., Красин А. К. // АЭ. 1959. Т. 7. С. 5.
7. Красин А. К. Атомные электростанции. М.: Знание, 1959.
8. Красин А. К., Семенов Б. А. Опыт эксплуатации атомных электростанций, № 16. Вена, МАГАТЭ, 1961.
9. Ушаков Г. Н. Первая атомная электростанция. М.: Госэнергоиздат, 1959.
10. Евдокимов Ю. В. и др. // АЭ. 1961. Т. 11. С. 12.
11. 10 лет Первой в мире атомной электростанции СССР. Сборник статей. М.: Атомиздат, 1964.
12. Доллежалъ Н. А. // Тр. II Женевской конф. Докл. советских ученых. Т. 2. М.: Атомиздат, 1958. С. 36.
13. Directory of Nuclear Reactors. V. VI. Power Reactors. Vienna, IAEA, 1962.
14. Power and Research Reactors in Member States. Vienna, IAEA, 1969.
15. Ушаков Г. Н. и др. III Женевская конф., 1964. Докл. № 314.
16. Коночкин В. Г. и др. // АЭ. 1969. Т. 26. С. 487.
17. Петросьянц А. М. // АЭ. 1969. Т. 27. С. 263.
18. Блохинцев Д. И. Рождение мирного атома. Дубна: ОИЯИ, 1970.
19. Красин А. К. Реакторы атомных электростанций. Минск: Наука и техника, 1971.
20. Кузнецов В. А. Реакторные испытания многоэлементных термоэмиссионных преобразователей на основе молибдена и вольфрама. Докл. на конф. по термоэмиссионной генерации электроэнергии (Майами-Бич, 1970).
21. Грязнов Г. М. и др. IV Женевская конф., 1971. Докл. № 852.

Комментарий. «29 апреля 2002 г. Первая АЭС была остановлена, точнее — была прекращена ее эксплуатация с генерацией мощности за счет цепного деления ядер урана. Ее эксплуатация продолжается, но уже

в режиме окончательного останова. Станция находилась в эксплуатации на энергетических режимах почти 48 лет — срок для реакторной установки пока рекордный. Согласно концепции, принят вариант вывода из эксплуатации исследовательского реактора станции с длительным сохранением установки под наблюдением.

В будущем на станции предполагается организовать музей. Таким образом, Первая АЭС, главный вклад которой в мировую цивилизацию заключается в том, что она дала начало мирному использованию атомной энергии и способствовала изменению взгляда людей на атомную проблему, продолжит уже в новом качестве свою более чем полувековую вахту».

Зродников А.В., Кудинова Л.И., Фролов Ю.В. Первая атомная электростанция // Атомный век: события, люди, дела. М., Атом-Пресса, 2005. С. 356–367.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ РЕАКТОР НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ БР-2*

*Совместно с А. И. Лейпунским, И. Н. Аристарховым, И. И. Бондаренко,
О. Д. Казачковским, М. С. Пинхасиком, Ю. Я. Стависским, Э. А. Стумбуром,
Ф. И. Украинцевым, Л. Н. Усачевым*

Кратко рассматривается устройство экспериментального действующего реактора на быстрых нейтронах и его основного экспериментального и вспомогательного оборудования. Реактор предназначен для проведения физических исследований с быстрыми нейтронами. Активная зона реактора набрана из плутониевых стерженьков; боковой отражатель выполнен из обедненного урана. Отвод тепла от активной зоны осуществляется ртутью, а от уранового отражателя — воздухом. Общая номинальная мощность реактора 150 кВт, из них ~ 100 кВт выделяется в активной зоне.

Активная зона реактора

Тепловыделяющие элементы реактора БР-2 представляют собой стерженьки диаметром 10 мм и длиной 130 мм, изготовленные из плутония. Они заключены в тонкостенную герметическую трубку из нержавеющей стали марки ЭЯ1Т (толщина стенки 0,3 мм).

Каждый тепловыделяющий элемент закреплен на длинном вольфрамовом хвостовике, который заключен в стальную трубку. Кроме плутониевых стерженьков, в активной зоне имеются стерженьки из обедненного урана аналогичной конструкции. Всего имеется 108 плутониевых и урановых стерженьков. Тепловыделяющие элементы в сборке располагаются в стальной трубе внутренним диаметром 130 мм. Теплоноситель занимает 17 % объема активной зоны.

Отражатель реактора

Отражатель реактора состоит из слоя урана (внешний диаметр 700 мм) и меди (внешний диаметр 1000 мм). Урановый отражатель набран из стержней диаметром 35 мм, заключенных в стальную оболочку.

Вольфрамовые хвостовики тепловыделяющих элементов образуют верхний торцовый отражатель. Нижний торцовый отражатель изготовлен из урана.

* Ат. энергия. 1957. Т. 2, вып. 6. С. 497–500.

Управление

Управление реактором обеспечивается системой регулирования и системой аварийной остановки. Исполнительными органами управления являются подвижные части экрана, расположенные вблизи активной зоны. Основным исполнительным органом системы аварийной остановки служит цилиндр толщиной 15 мм,двигающийся в кольцевом зазоре непосредственно вблизи активной зоны реактора. Вспомогательный орган аварийной остановки и два автоматических регулятора мощности находятся во втором кольцевом зазоре. Все органы управления изготовлены из сплава меди с никелем.

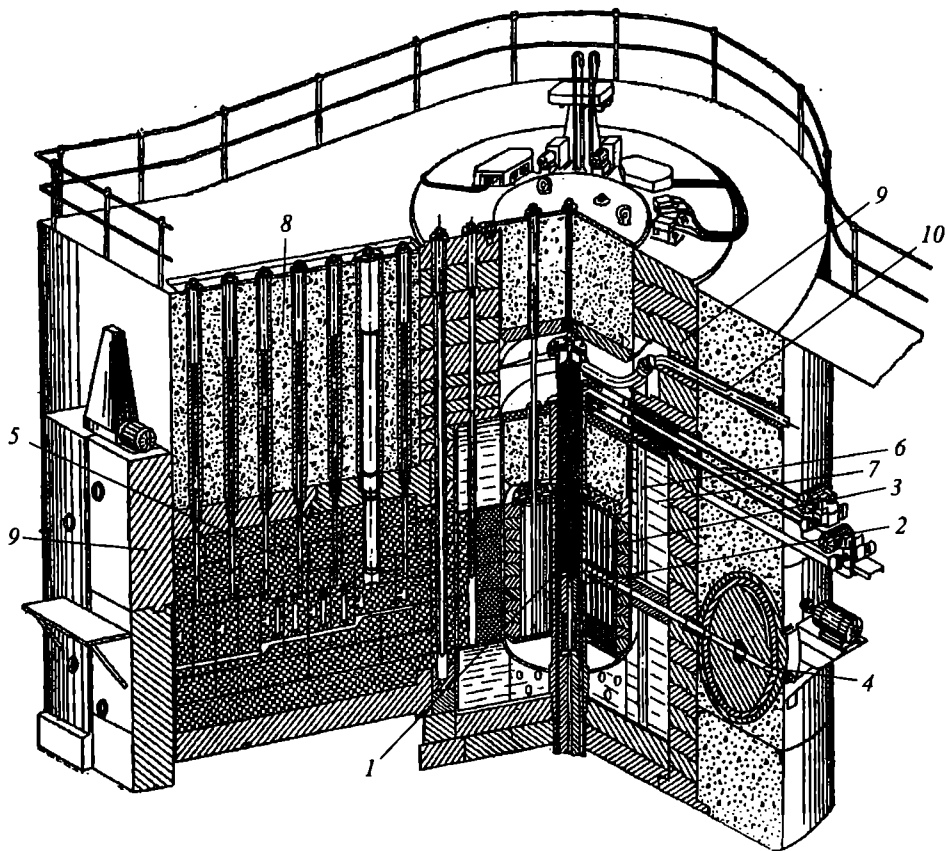


Рис. 1. Схема реактора. 1 — активная зона; 2 — органы регулирования и аварийной остановки; 3 — отражатель реактора; 4 — канал для вывода пучка нейтронов; 5 — тепловая колонна; 6 — канал ионизационной камеры; 7 — водяная защита; 8 — бетонная защита; 9 — чугунная защита; 10 — ртутный контур

Для уменьшения реактивности реактора исполнительные органы управления опускаются вниз. Максимальное перемещение их составляет 180 мм и вызывает следующие изменения реактивности реактора:

основной орган аварийной остановки	3,6 %
вспомогательный орган аварийной остановки	0,9 %
автоматические регуляторы (каждый)	0,2 %

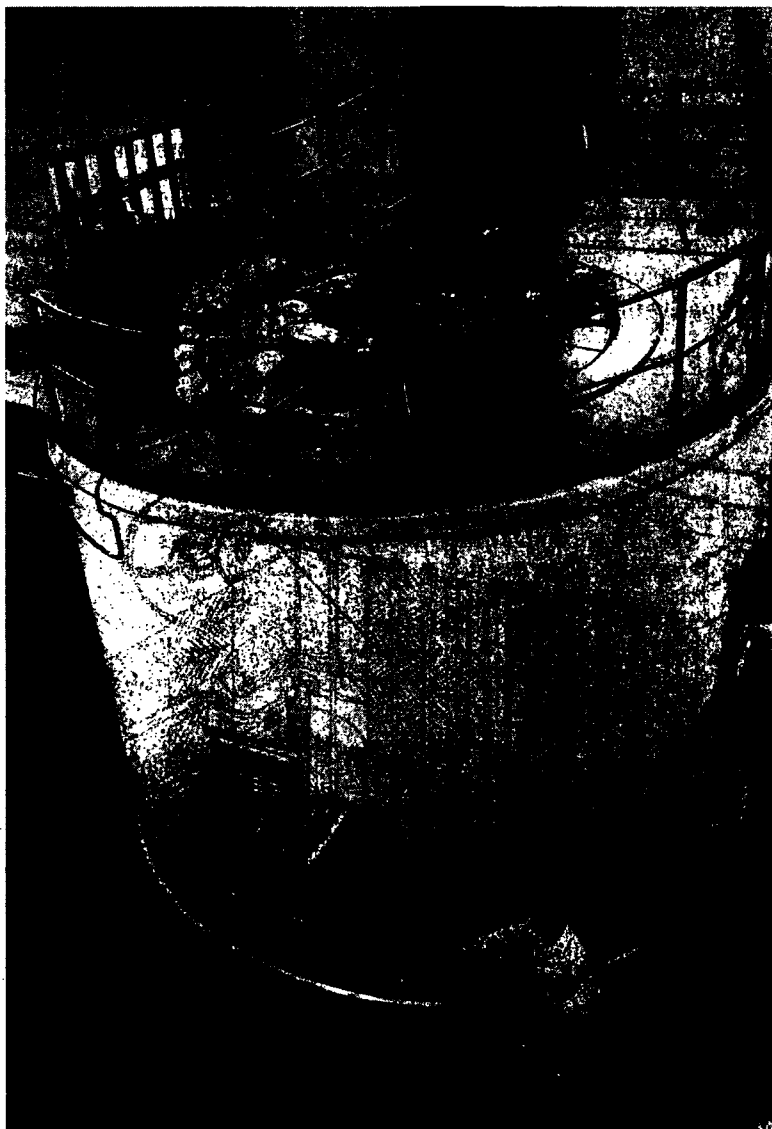


Рис. 2. Общий вид реактора

Система управления включает в себя также борные ионизационные камеры, расположенные в водяной защите реактора, электронную аппаратуру и сервоприводы.

Срабатывание системы аварийной остановки происходит при превышении заданного уровня мощности реактора и при поступлении аварийных сигналов от технологической схемы. При этом обесточиваются электромагниты, удерживающие органы защиты, и последние падают вниз под действием тяжести. Параметры технологической схемы контролируются системой контрольно-

измерительных приборов, показания которых наблюдаются оператором на центральном пульте управления.

При нормальных условиях работы статический температурный коэффициент реактивности реактора был отрицательный и составлял $2 \cdot 10^{-5} \Delta k / ^\circ\text{C}$. При некоторых режимах работы статический температурный коэффициент оказывался положительным, однако это не влияло на устойчивость работы реактора.

Система теплоотвода

Циркуляция ртути осуществляется центробежным насосом погружного типа производительностью $6 \text{ м}^3/\text{ч}$. Ртуть охлаждается в водяном теплообменнике. На случай выхода из строя или обесточивания насоса предусмотрен отдельный контур естественной циркуляции, обеспечивающий съем мощности до 20 кВт.

Защита

Защита реактора состоит из: а) слоя воды толщиной 500 мм, б) слоя чугуна толщиной 400 мм, в) слоя тяжелого бетона ($\gamma = 4,2 \text{ г/см}^3$) толщиной 1200 мм.

В ближайшем к реактору слое воды расположены измерительные ионизационные камеры. При работе на номинальной мощности уровень излучения в реакторном зале при полностью перекрытых пучках значительно меньше допустимой нормы и не намного превышает фон космического излучения.

Здание

Для размещения реактора и вспомогательного оборудования выстроено специальное лабораторное здание. Реактор расположен в главном экспериментальном зале площадью $14 \times 17 \text{ м}^2$ и высотой 14 м, обеспечивающем хорошие возможности для проведения физических экспериментов. Технологическое оборудование и коммуникации расположены в отдельных защищенных помещениях. Кроме того, в здании имеются отдельные физические и химические лаборатории.

Экспериментальные устройства

Центральный экспериментальный канал. Этот канал проходит вертикально по оси реактора через активную зону и торцовые отражатели. Внутренний диаметр канала 8 мм.

Канал предназначен для облучения образцов в больших потоках быстрых нейтронов.

Максимальный поток быстрых нейтронов в центре активной зоны — $10^{14} \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{с}$. Образцы могут облучаться как в жестком спектре активной зоны, так и в более мягких спектрах нижнего торцового отражателя.



Рис. 3. Центральный пульт управления

Экспериментальные каналы в боковом отражателе реактора. В боковом отражателе имеется два экспериментальных канала, расположенных параллельно оси реактора на расстояниях 160 и 260 мм. Внутренний диаметр каналов 30 мм. Эти каналы предназначены для облучения образцов, а также для установки в них локального синцилятора.

Нейтронные пучки. В реакторе имеются три горизонтальных канала, предназначенных для вывода пучков быстрых нейтронов за защиту реактора. Два канала идут непосредственно от активной зоны, а один — от бокового отражателя. Диаметр каналов 50 мм. Поток нейтронов на выходе из каналов составляет 10^9 нейтр/см² · с. В стенах реакторного зала против пучков расположены нейтронные камеры-ловушки.

Тепловая колонна. Для сравнения значений эффективных сечений для быстрых и тепловых нейтронов реактор снабжен графитовой тепловой колонной размером 1400 × 1400 × 2600 мм. Для защиты от γ -фона колонна отделена от экрана реактора слоем свинца толщиной 200 мм. Поток тепловых нейтронов по оси колонны меняется от 10^{11} до 10^7 нейтр/см² · с.

В тепловой колонне находится ряд каналов для облучения образцов и вывода пучка тепловых нейтронов за защиту реактора. Кроме того, имеются специальные выемные блоки, расположенные вдоль оси тепловой колонны.

Использование реактора

На реакторе БР-2 выполнены различные физические исследования. Основное внимание уделялось экспериментам по определению и уточнению физических констант, необходимых для проектирования энергетических реакторов на быстрых нейтронах, имеющих, как известно, расширенное воспроизводство ядерного горючего. К числу таких экспериментов относится, например, из-



Дмитрий Иванович Блохинцев на строительстве исследовательского импульсного реактора ИБР-2. Дубна, 1972 г.



С друзьями и коллегами по Лаборатории «В». Слева направо: В.А. Малых, Л.А. Герасева, М.Е. Минашин, Д.И. Овечкин, А.И. Лейпунский, И.Т. Табулевич, С.И. Драбкина, Д.И. Блохинцев, А.К. Красин. Обнинск, не ранее 1956 г.



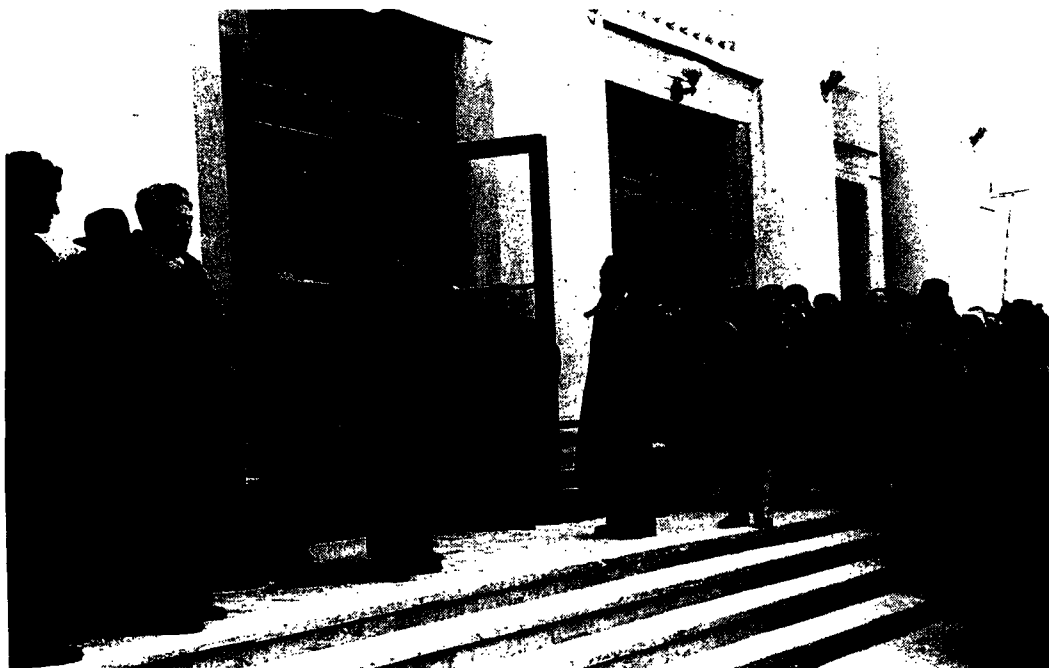
А.К. Красин и Д.И. Блохинцев на Первой в мире АЭС. Обнинск, 1954 г.



Д.И. Блохинцев с рабочими АЭС (зал подпиточных насосов). Обнинск, 1954 г.



Хо Ши Мин приветствует создателей Первой в мире АЭС



Приезд в Обнинск Чжой Энъ Лая



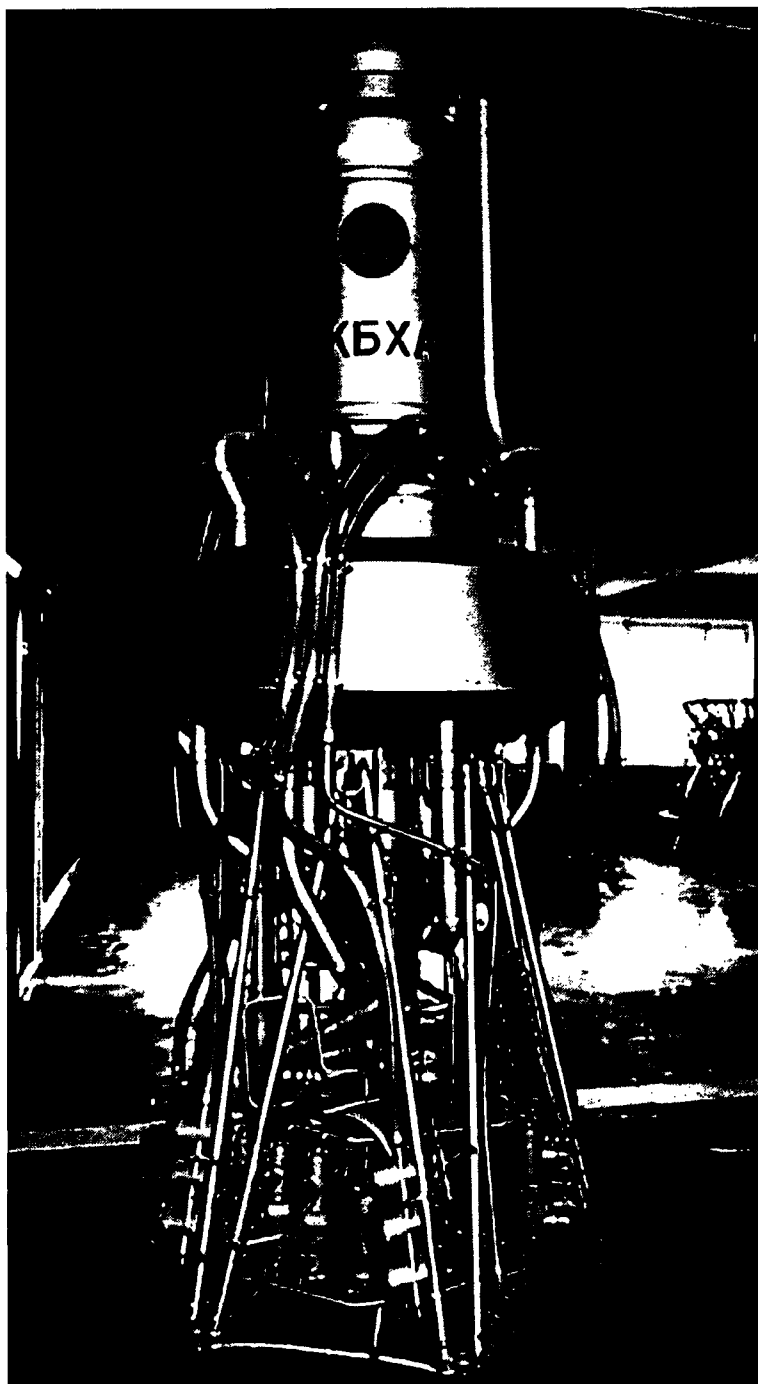
Д.И. Блохинцев с женой С.И. Драбкиной на АЭС



В минуты отдыха (Дагомыс, 1954 г.)



Д.И. Блохинцев в Калуге



ЯРД — Ядерный ракетный двигатель

мерение сечений захвата быстрых нейтронов различными элементами (в том числе делящимися). Проведено исследование процесса деления на быстрых нейтронах: измерение величины ν и т. п. Кроме того, на реакторе проведен ряд экспериментов, представляющих интерес для общей ядерной физики, например: изучение рассеяния нейтронов на малые углы, исследование образования изомеров при неупругом рассеянии нейтронов и т. п.

Проводились также материаловедческие исследования воздействия быстрых нейтронов на вещество.

Результаты проведенных экспериментов готовятся к опубликованию.

В 1957 г. будет проводиться реконструкция реактора, в результате которой мощность его будет значительно увеличена.

Поступила 14.IV.1956 г.

Комментарий. «В 1954–1955 гг. ... разрабатывается и создается экспериментальный реактор БР-2, мощностью 100 кВт, активная зона которого из металлического плутония охлаждалась ртутью. Эксплуатация этого реактора подтвердила бесперспективность ртутного теплоносителя, главным образом — в силу его плохой совместимости с конструкционными материалами и токсичности. Однако на нем был приобретен опыт разработки исследовательского реактора, проведены дополнительные физические измерения, подтвердившие идею воспроизводства. В 1957 г. реактор БР-2 был демонтирован и на его месте в кратчайшие сроки создается реактор БР-5, где впервые для первого контура был принят натриевый теплоноситель, а в качестве топлива... был предложен оксид плутония».

Кочетков Л. А., Троянов М. Ф. Реакторы на быстрых нейтронах // История атомной энергетики Советского Союза и России / РНЦ «Курчатовский институт». М., 2001. Вып. 1. С. 164–187.

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕАКТОР НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ*

Совместно с Г. Е. Блохиным, Ю. А. Блюмкиной, И. И. Бондаренко, Б. Н. Дерягиным, А. С. Займовским, В. П. Зиновьевым, О. Д. Казачковским, Ким Хен Боном, Н. В. Краснаяровым, А. И. Лейпунским, В. А. Малых, П. М. Назаровым, С. К. Николаевым, В. Я. Стависским, Ф. И. Украинцевым, И. М. Франком, Ф. Л. Шапиро, Ю. С. Язвицким

В июне 1960 г. достиг критичности импульсный реактор на быстрых нейтронах, сооруженный в Объединенном институте ядерных исследований.

Импульсный реактор на быстрых нейтронах предназначен для работы в режиме периодических импульсов при средней мощности около 1 кВт. Импульсы мощности развиваются за счет размножения мгновенных нейтронов в моменты, когда реактор оказывается в надкритическом состоянии. Полуширина импульсов мощности составляет 36 мкс, частота повторения импульсов может изменяться в пределах 8–80 имп · с⁻¹.

Введение

Импульсный реактор на быстрых нейтронах (ИБР) является импульсным источником нейтронов, предназначенным для физических исследований и прежде всего для экспериментов по времени пролета. Он рассчитан в основном на работу в режиме периодических импульсов, однако может быть использован и для получения мощных одиночных импульсов.

Импульсы мощности в реакторе развиваются за счет быстрого изменения его реактивности, причем периодически на короткое время достигается мгновенная надкритичность реактора. В эти моменты и происходит основной рост мощности. В остальное время реактор является подкритическим.

Полное число делений в каждом импульсе (энергия импульса) определяется «подсветкой» (интенсивностью постороннего источника нейтронов) до импульса и величиной мгновенной надкритичности. Подсветка при достаточно высоких средних мощностях обусловлена запаздывающими нейтронами, родившимися во всех предыдущих импульсах.

При некотором значении средней реактивности системы (и соответственно пиковой реактивности) имеет место равновесный режим работы, характеризующийся постоянной средней мощностью. При этом образование источников

* Ат. энергия. 1961. Т. 10, вып. 5. С. 437–446.

запаздывающих нейтронов во время каждого импульса компенсирует распад источников между импульсами и интенсивность подсветки остается в среднем постоянной.

Характер зависимости средней мощности реактора ИБР от времени в принципе такой же, как и для обычного реактора. При малом отклонении реактивности системы от равновесного значения средняя мощность изменяется медленно. С увеличением этого отклонения скорость роста или спада мощности увеличивается. Поведение реактора в этом отношении описывается обычными уравнениями кинетики для неимпульсного реактора. Особенностью поведения реактора ИБР является лишь то, что значение эффективной доли запаздывающих нейтронов очень мало. В номинальном режиме работы реактора оно составляет $\sim 10^{-4}$, т.е. почти в сто раз меньше соответствующего значения для обычного стационарного реактора с урановым горючим. Это обстоятельство, естественно, предъявляет особенно высокие требования к прецизионности органов регулирования системы. Теория реактора ИБР описана в работе [1].

Основные элементы конструкции реактора ИБР

Общий вид и конструктивная схема реактора ИБР показаны на рис. 1 и 2.

Активная зона реактора ИБР имеет неподвижную и подвижные части. Периодическое изменение реактивности системы происходит за счет перемещения подвижных частей, которые представляют собой два вкладыша из U^{235} , закрепленных в двух вращающихся дисках (см. рис. 2). Основной вкладыш запрессован в диск диаметром 1100 мм и может перемещаться с окружной скоростью до $276 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ (при 6000 об/мин), проходя через центр активной зоны. Вспомогательный вкладыш запрессован в малый диск и перемещается по краю активной зоны. Он служит для изменения частоты импульсов без изменения их формы и может вращаться с частотой различной кратности по отношению к частоте основного диска. Реактор становится надкритичным и импульсы мощности развиваются только в том случае, если основной и вспомогательный вкладыши одновременно совмещены с неподвижной частью активной зоны. Максимальное изменение реактивности при движении основного вкладыша достигает 7,4 %, при движении вспомогательного вкладыша — 0,4 %.

Неподвижная часть активной зоны состоит из плутониевых стержней в оболочке из нержавеющей стали. Каждый стержень с помощью конусообразного хвостовика фиксируется в верхней или нижней опорных решетках активной зоны. Одностороннее закрепление стержней обеспечивает отрицательный температурный коэффициент реактивности (за счет искривления стержней при нагреве в неоднородном нейтронном поле) и тем самым улучшает условия безопасной работы реактора.

Система управления и защиты реактора ИБР обеспечивает изменение реактивности системы при пуске, работе и остановке (в том числе аварийной) реактора, контроль уровня мощности во всех режимах работы и автоматическое поддержание уровня мощности при работе на мощности выше 1 Вт. Пуск реактора осуществляется с помощью грубого регулятора (см. рис. 2),



Рис. 1. Общий вид реактора ИБР

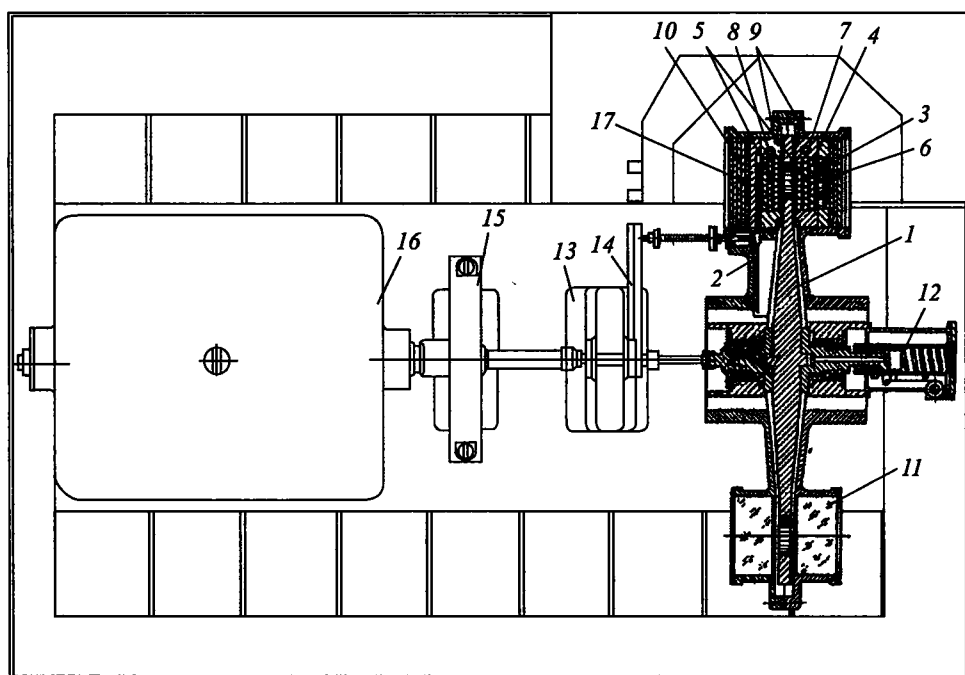


Рис. 2. Конструктивная схема реактора ИБР: 1 — вращающийся диск; 2 — вспомогательный диск; 3 — основной вкладыш; 4 — плутониевые стержни; 5 — аварийные стержни; 6 — грубый регулятор; 7 — стержень автоматического регулятора; 8 — стержень ручного регулятора; 9 — боковой отражатель; 10 — торцовый отражатель; 11 — защитное стекло; 12 — механизм для установки основного вкладыша в защиту; 13 — ускоритель; 14 — редуктор вспомогательного вкладыша; 15 — тормоз; 16 — электропривод; 17 — вспомогательный вкладыш

являющегося подвижной частью отражателя. С помощью сервопривода грубый регулятор может перемещаться, обеспечивая изменение реактивности со скоростью $13 \cdot 10^{-5} - 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Ручной регулятор, представляющий собой стержень диаметром 20 мм, также является частью отражателя. Автоматический регулятор (такой же стержень) соединен со своим сервоприводом. Для аварийной остановки используются два плутониевых стержня неподвижной зоны (АС-1 и АС-2), подвешенные на электромагнитах. При появлении аварийного сигнала стержни под действием пружин и собственного веса выбрасываются из активной зоны с ускорением около 20 g.

Отдельные органы регулирования вносят следующие изменения реактивности: АС-1 и АС-2 — 1,1 % (каждый); грубый регулятор — 2,4 %; ручной регулятор — 0,1 %; автоматический регулятор — 0,036 %.

В реакторе предусмотрено специальное устройство, предназначенное для создания мощных одиночных импульсов (бустер реактивности).

В системе управления и защиты используются две группы датчиков — пусковые и рабочие. Пусковыми датчиками служат пропорциональные ВФ₃-счетчики в парафине. При малых мощностях (глубокая подкритичность) усиленные импульсы от счетчиков длительностью $\sim 0,5$ мкс подаются на пересчетные схемы и измерители скорости счета. Используется схема временных ворот, синхронизированных с вращением основного диска при помощи фотодатчика. Эта схема обеспечивает регистрацию нейтронов лишь во время прохождения основного вкладыша через неподвижную зону. При больших мощностях импульсы от пропорциональных счетчиков интегрируются и результирующие импульсы длительностью ~ 600 мкс, амплитуда которых пропорциональна энергии импульса мощности, измеряются с помощью интегрирующих схем и наблюдаются на осциллографе. При мощностях выше 1 Вт используется импульсная электронная аппаратура, датчиками для которой служат импульсно-токовые ионизационные камеры, заполненные метаном. Импульс ионизационного тока в камере, вызванный нейтронами и γ -лучами, усиливается и подается на триггеры аварийной защиты (два независимых канала) и на вход преобразователя импульса.

Система аварийной защиты останавливает реактор, если амплитуда одного из импульсов мощности превосходит заданное значение. Напряжение на выходе преобразователя импульсов пропорционально амплитуде импульсов мощности. Оно подается на схему автоматического регулятора обычного типа (схема сравнения — усилитель мощности—амплидин—сервопривод). Блок-схема электронной аппаратуры системы управления и защиты приведена на рис. 3 (где усилитель АР — усилитель автоматического регулятора, усилитель АЗ — усилитель аварийной защиты).

Вращение основного и вспомогательного дисков осуществляется с помощью силовой установки максимальной мощностью 100 кВт. Установка включает в себя ускоритель с электроприводом, собранным по схеме Леонардо (трехмашинный агрегат). Предусмотрена система регулирования, обеспечивающая пуск, остановку машины и поддержание постоянного числа оборотов с точностью $\sim 2\%$ в диапазоне 2000–6000 об/мин.

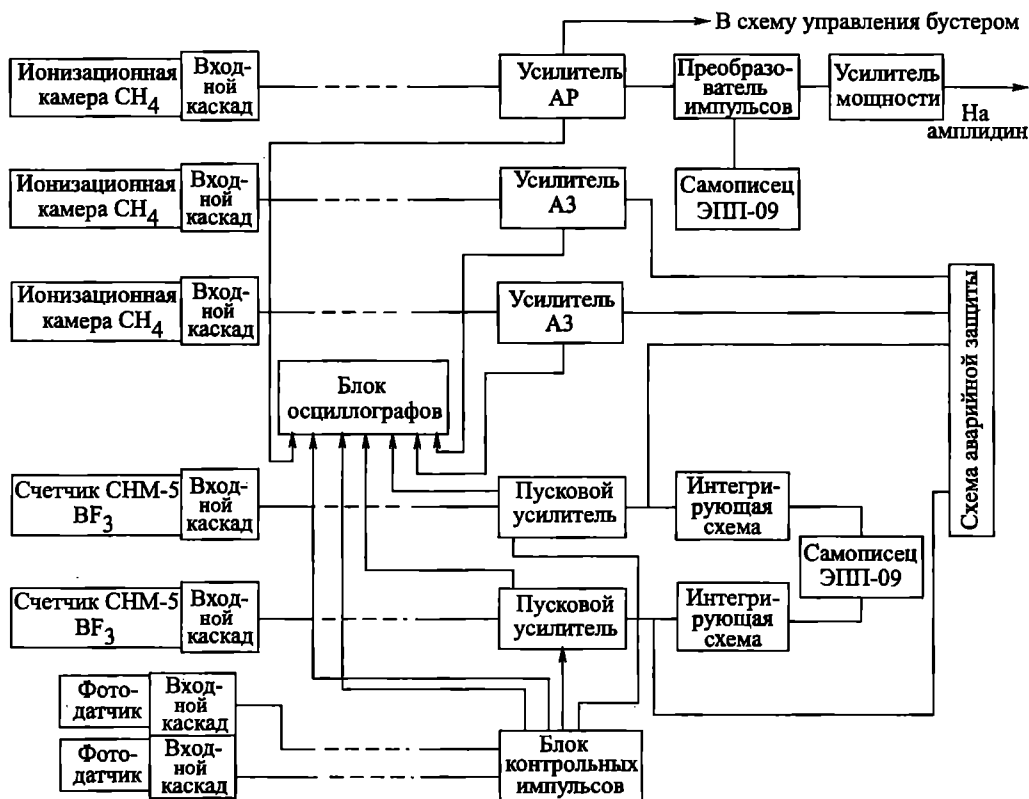


Рис. 3. Блок-схема электронной аппаратуры

Для охлаждения воздуха, нагревающегося за счет трения в кожухе основного диска, предусмотрена циркуляция воздуха через систему водяных холодильников с выбросом в зал реактора. Неподвижная часть активной зоны охлаждается атмосферным воздухом, прокачиваемым с помощью компрессора. Расход воздуха $\sim 60 \text{ м}^3/\text{ч}$.

Реактор ИБР расположен в центре зала размером $10 \times 10 \times 7 \text{ м}^3$ (рис. 4). Бетонные стены зала обеспечивают полную защиту от излучения. Реактор снабжен значительным числом специальных устройств, позволяющих проводить широкий круг нейтронных исследований. Основное экспериментальное устройство — главный нейтроновод длиной 1000 м.

Главный нейтроновод представляет собой металлическую трубу диаметром 400 мм на первом участке и 800 мм — на втором. В трубе поддерживается вакуум порядка 0,1 мм рт. ст. Нейтроновод снабжен цепью промежуточных павильонов, которые дают возможность устанавливать экспериментальную аппаратуру на расстоянии 70, 250, 500, 750 и 1000 м от реактора. Наряду с главным нейтроноводом сооружен вспомогательный нейтроновод длиной 100 м. Вплотную к залу реактора (см. рис. 4) примыкает экспериментальный зал. В него могут быть выведены четыре нейтронных пучка диаметром до

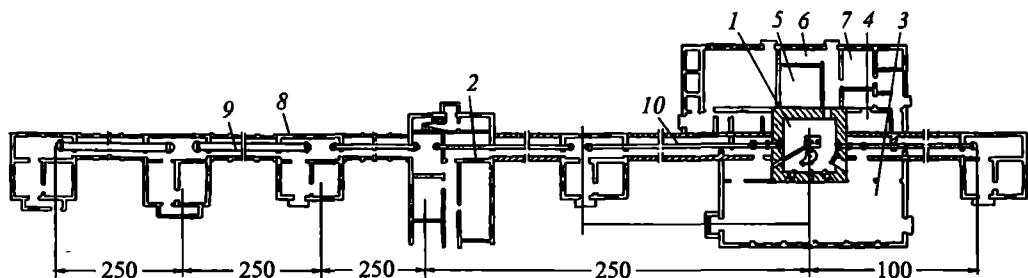


Рис. 4. Схема планировки реактора ИБР: 1 — зал реактора; 2 — пульт управления; 3 — экспериментальный зал; 4 — масляные насосы; 5 — вентиляционная; 6 — компрессорная; 7 — бытовые помещения; 8 — экспериментальные павильоны; 9 — нейтроновод диаметром 800 мм; 10 — нейтроновод диаметром 400 мм (все остальные размеры в метрах)

800 мм. Можно выводить нейтронные пучки и в верхний экспериментальный зал, расположенный над залом реактора.

Пуск и физические исследования реактора ИБР

Первый этап физических исследований реактора ИБР проводился на стендовых сборках с неподвижным и медленно перемещавшимся основным вкладышем. В остальном стендовые сборки полностью имитировали активную зону реактора.

Основная цель стендовыхборок — определение критической загрузки, измерение эффективности органов регулирования, изучение основных характеристик, определяющих длительность импульса — среднего времени жизни ценности нейтронов в реакторе (τ), и параметра скорости изменения реактивности при прохождении основного вкладыша через неподвижную зону (α). Действительно, полуширина импульса мощности реактора ИБР (Θ) в равновесном режиме может быть определена (см. [1]) по формуле

$$\Theta = K \left(\frac{\tau}{\alpha} \right)^{1/3} v^{-2/3}. \quad (1)$$

Здесь v — скорость движения основного вкладыша; K — коэффициент, слабо зависящий от τ , α , v и энергии импульса; α — параметр параболы, которой аппроксимируется зависимость реактивности ε от перемещения основного вкладыша в окрестности максимума коэффициента размножения:

$$\varepsilon = \varepsilon_m - \alpha x^2, \quad (2)$$

где ε_m — реактивность при максимальном коэффициенте размножения системы (для мгновенных нейтронов $\varepsilon_m > 0$); x — смещение основного вкладыша.

Определение критической загрузки и измерение эффективности органов регулирования проводились обычным способом (см., например, [2]). Для измерения τ использовался метод Росси [3]. Для определения α изучалось изменение реактивности системы при медленном перемещении основного вкладыша через неподвижную зону. Эксперименты проводились в

подкритическом состоянии (максимальное умножение интенсивности постороннего источника нейтронов составляло ~ 1000). Исследовался ряд вариантов компоновок неподвижной части активной зоны. Для принятого оптимального варианта величины α и τ составили: $\alpha = 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}$; $\tau = 1,2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$.

При исследовании стендовых сборок был также определен температурный коэффициент реактивности для равномерного нагрева активной зоны, величина которого составила $-0,8 \cdot 10^{-5}/^\circ\text{C}$.

После сборки активной зоны реактора ИБР и завершения исследований на неподвижном реакторе дальнейшие эксперименты велись при номинальной скорости движения основного вкладыша (230 м/с; 5000 об/мин). При экспериментах использовался Ra- α -Ве-источник, помещенный в активную зону. По мере роста мощности все больше усиливалось влияние запаздывающих нейтронов, интенсивность которых сравнивалась с интенсивностью нейтронов от Ra- α -Ве-источника при мощности $\sim 0,1 \text{ Вт}$.

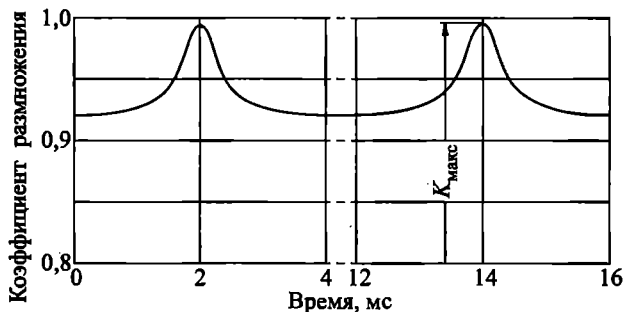


Рис. 5. Зависимость коэффициента размножения от времени (83 имп./с)

Зависимость коэффициента размножения реактора ИБР от времени при выведенных органах регулирования приведена на рис. 5. По мере пуска реактора максимальный коэффициент размножения ($K_{\text{макс}}$) растет и кривая реактивности приближается к уровню $K = 1$. При этом система проходит следующие области:

1. Область квазистационарности (глубокая подкритичность на мгновенных нейтронах, $K_{\text{макс}} < 1$). В этой области поток нейтронов в реакторе успевает «следить» за изменением реактивности системы (исключая, конечно, запаздывающие нейтроны). Поэтому умножение интенсивности постороннего источника нейтронов для любого момента времени определяется формулой

$$Y = \frac{1}{|\varepsilon|}. \quad (3)$$

Зависимость полуширины импульса мощности (Θ) от реактивности ($-\varepsilon_m$) в момент совмещения подвижной и неподвижной частей активной зоны можно выразить соотношением

$$\Theta = 2\sqrt{\frac{|\varepsilon_m|}{\alpha v^2}}. \quad (4)$$

2. Область вблизи мгновенной критичности. Здесь уже максимальное умножение оказывается значительно меньшим определяемого формулой (3). Наряду с этим и форма импульса отличается от квазистационарной; импульс начинает запаздывать относительно момента, соответствующего максимальному значению коэффициента размножения.

3. Область импульсной подкритичности. В этой области система на короткое время оказывается надкритичной на мгновенных нейтронах, однако эта надкритичность еще недостаточна для равновесной работы реактора (максимальное значение положительной надкритичности ε_m меньше равновесного). Для этой области энергия импульса может быть выражена так (см. [1]):

$$E = \frac{S}{\nu} K(\varepsilon_m),$$

$$K(\varepsilon_m) = \frac{2,5}{\nu \sqrt{\alpha \varepsilon_m}} \exp \left(\frac{1,33 \varepsilon_m^{3/2}}{\nu \tau \alpha^{1/2}} \right), \quad (5)$$

где ν — среднее число вторичных нейтронов при делении; S — интенсивность постороннего источника нейтронов.

В этой области поведение средней мощности реактора во времени аналогично поведению мощности обычного подкритического реактора, т. е. быстрое введение некоторой положительной или отрицательной реактивности ведет к скачку средней мощности и затем к медленному изменению ее до величины, соответствующей новому значению реактивности.

4. Область импульсной критичности. Реактор находится в равновесном состоянии, и поведение во времени его средней мощности не отличается от поведения средней мощности обычного критического реактора с уменьшенной эффективной долей запаздывающих нейтронов. Кинетика реактора ИБР в равновесном состоянии описывается уравнениями

$$W(t) = \frac{\sum C_i(t) \lambda_i}{\nu} K(\varepsilon_m) n,$$

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = -\lambda_i C_i(t) + W(t) \beta \nu. \quad (6)$$

Здесь $W(t)$ — средняя мощность реактора; $C_i(t)$ — концентрация источников запаздывающих нейтронов i -ой группы; β_i — выход запаздывающих нейтронов i -ой группы; $\sum \beta_i = \beta^1$. Условие равновесной работы реактора записывается следующим образом:

$$K(\varepsilon_m) n \beta = 1. \quad (7)$$

В процессе перевода реактора из области квазистационарности в область импульсной критичности изучалась форма импульсов мощности и регистрировалось нарастание средней мощности реактора.

¹ В этой формуле n означает число импульсов в 1 с, а λ_i — соответствующая постоянная распада.

Для наблюдения формы импульсов использовался сцинтилляционный счетчик с фосфором ZnS — плексиглас. Импульсы от этого детектора подавались на вход 1024-канального временного анализатора, пуск которого с помощью фотодатчика был синхронизирован с вращением основного диска.

Контроль средней мощности осуществлялся делительными камерами со слоями U^{235} . Две камеры, расположенные на различных расстояниях от реактора, позволяли перекрывать диапазон средних мощностей от 10 МВт до 500 Вт. Кроме того, для измерения средней мощности в диапазоне 50–200 Вт использовалась делительная камера с известным количеством U^{235} .

Критическое состояние в процессе подъема мощности реактора определялось экстраполяцией, при которой использовалась зависимость реактивности от положения грубого регулятора (рис. 6). Экстраполяция сначала велась по «умножению в импульсе», определявшемуся с помощью временного анализатора как отношение максимальной скорости счета детектора нейтронов к скорости счета между импульсами (умножение подсветки между импульсами при выведенном из активной зоны основном вкладыше было измерено с достаточной точностью в экспериментах с неподвижным основным вкладышем).

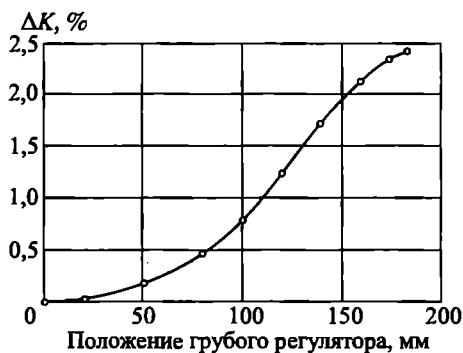


Рис. 6. Зависимость реактивности от положения грубого регулятора

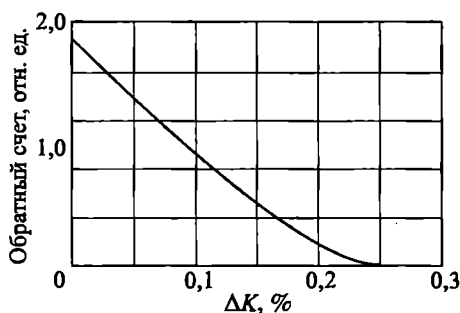


Рис. 7. Кривая экстраполяции на импульсную критичность

На кривой экстраполяции (рис. 7) виден прямой участок, направленный в область мгновенной критичности ($\epsilon_m = 0$). Этот участок соответствует области квазистационарности (соотношение (3)). Вблизи мгновенной критичности кривая начинает отклоняться от этой прямой, и в дальнейшем экстраполяция ведется уже не по умножению в импульсе, а по скорости счета в пике, включающей и рост подсветки за счет запаздывающих нейтронов.

Область квазистационарности и переход к мгновенной и импульсной критичностям легко проследить и на кривой рис. 8, которая дает зависимость полуширины импульса от реактивности. Здесь пунктирные кривые — зависимости полуширины от реактивности для квазистационарного случая (соотношение (4)) и для соотношения (1). Характерные формы импульса для различных значений реактивности приведены на рис. 9–11. Полуширина

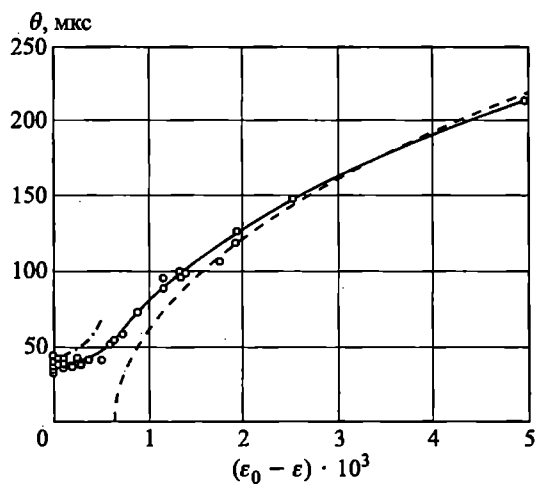


Рис. 8. Зависимость полуширины импульса Θ от реактивности. Отсчет реактивности ведется от равновесной надкритичности: — — — квазистационарный случай; — · — — — соотношение (1)

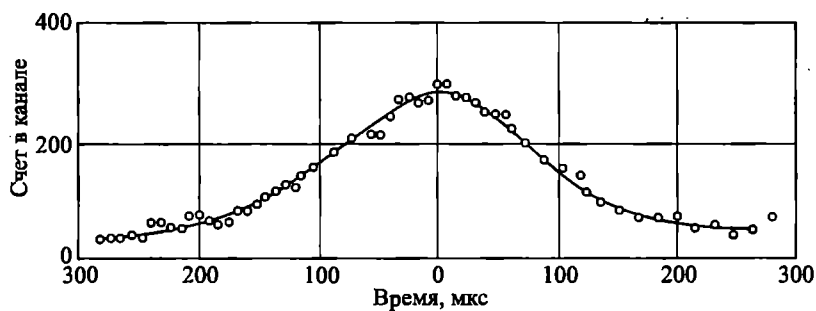


Рис. 9. Форма импульса мощности для $\epsilon_m = -5 \cdot 10^{-3}$

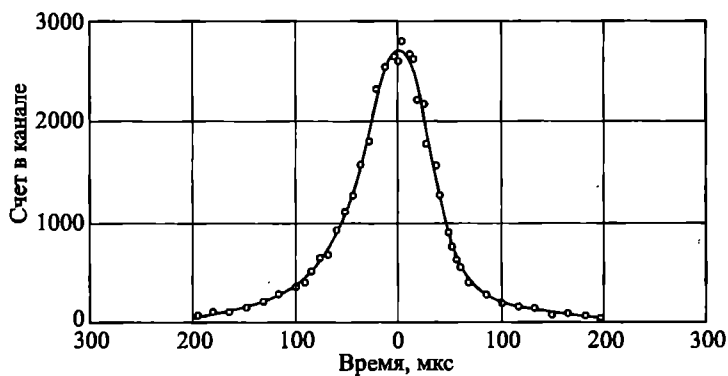


Рис. 10. Форма импульса мощности для $\epsilon_m = -0,4 \cdot 10^{-3}$

импульса в равновесном режиме составила 36 мкс. Таким образом, пиковая мощность реактора при режиме 80 имп · с⁻¹ достигает 360 кВт.

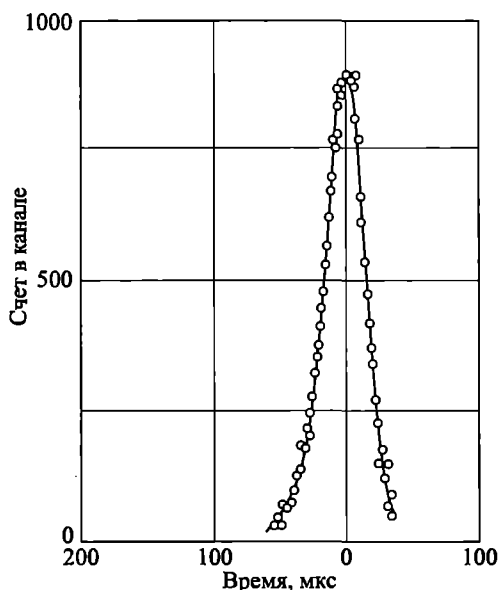


Рис. 11. Форма импульса мощности в равновесном режиме (импульсная критичность, $\varepsilon_0 \approx 0,6 \cdot 10^{-3}$)

для единичного акта деления. Так как вероятность испускания при делении определенного числа нейтронов сравнительно хорошо описывается распределением Пуассона, для приближенной оценки флуктуации можем принять $\Delta^2 \approx 1$. Тогда для равновесного режима реактора ИБР получим

$$\frac{\sigma(I)}{\bar{I}} = \frac{1}{\sqrt{2W\beta\tau}}. \quad (9)$$

Здесь W — средняя мощность (число делений в секунду); β — эффективная доля запаздывающих нейтронов.

Флуктуации амплитуд импульсов мощности исследовались с помощью амплитудного анализатора, на вход которого подавались импульсы от метановой ионизационной камеры. Амплитудные распределения измерялись при различных средних мощностях. На рис. 12 приведена зависимость квадрата дисперсии от средней мощности. На рис. 13–15 показаны распределения импульсов по амплитудам при средних мощностях 4, 40, 1200 Вт соответственно. Интересно отметить, что значения средней мощности реактора, полученные из этих распределений с помощью соотношения (9), оказались в хорошем согласии с результатами измерения средней мощности двумя другими методами: калиброванным источником нейтронов и делительной камерой с известным количеством U^{235} .

В настоящее время на реакторе ИБР начаты эксперименты по измерению полных сечений, сечений рассеяния, захвата и деления с использованием

Следует подчеркнуть, что статистический характер размножения нейтронов сильнее сказывается на работе импульсного реактора, чем на работе обычных стационарных реакторов. Такое положение связано с относительно небольшим, особенно при малых средних мощностях, числом первичных актов деления, определяющих развитие импульса. Это приводит к появлению значительных флуктуаций энергии (и соответственно амплитуды) импульсов.

Можно показать, что выражение для среднеквадратичного разброса амплитуд импульсов реактора ИБР имеет следующий вид:

$$\frac{\sigma(I)}{\bar{I}} = \sqrt{\frac{\nu\Delta^2}{2S\tau}}. \quad (8)$$

Здесь I — амплитуда импульса; Δ^2 — дисперсия коэффициента размножения

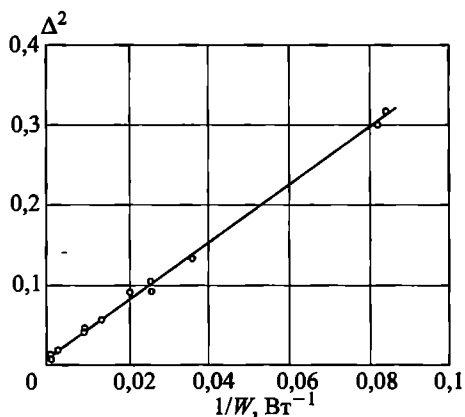


Рис. 12. Зависимость от относительной полуширины распределения импульсов по амплитудам от мощности

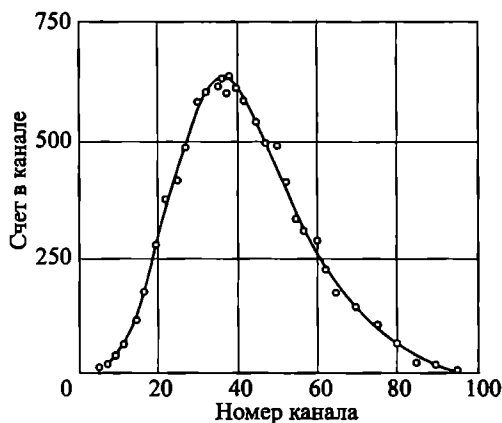


Рис. 13. Распределение импульсов по амплитуде при мощности 4 Вт

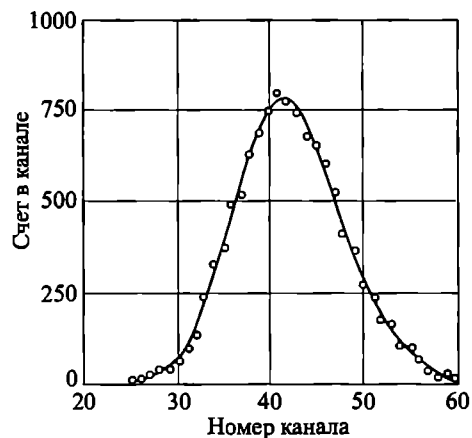


Рис. 14. Распределение импульсов по амплитуде при мощности 40 Вт

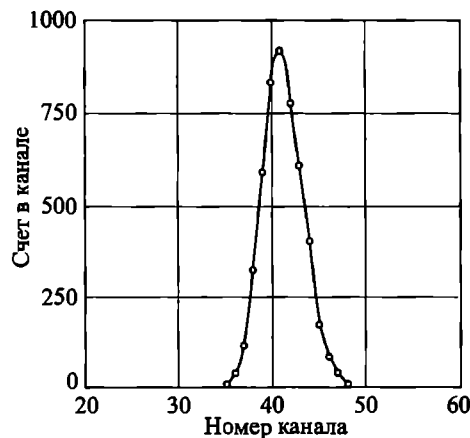


Рис. 15. Распределение импульсов по амплитуде при мощности 1200 Вт

методов времени пролета. Продолжаются также физические исследования, направленные на повышение средней мощности и снижение длительности импульса.

Список литературы

1. Бондаренко И. И., Ставиский Ю. Я. // АЭ. 1959. Т. 7, вып. 5. С. 417.
2. Лейпунский А. И. и др. // АЭ. 1958. Т. 5, вып. 3. С. 277.
3. Orndoff J. // Nucl. Sci. and Engin. 1957. V. 2, № 4. P. 450.

Поступила 12 октября 1960 г.

Комментарий. Реактор ИБР, пуску которого посвящена эта работа, был воплощением идеи Дмитрия Ивановича, высказанной им в 1955 году. Пять лет от идеи до реальности кажутся сейчас фантастически малым сроком, даже несмотря на то, что ИБР был «простой, но изящной машиной» (слова Нильса Бора). А тогда это было возможно, и возможно благодаря двум обстоятельствам: во-первых, необычайно огромному интересу к решению научно-технических задач как со стороны руководства страны, так и со стороны исполнителей, и, во-вторых, благодаря научно-организационным способностям и технической смелости Дмитрия Ивановича. Эта в общем-то простая идея вылилась в целое направление в технике генерации интенсивных импульсных потоков нейтронов. Позднее в Дубне были созданы более эффективные, более мощные импульсные источники нейтронов: бустер «ИБР + микротрон», ИБР-30, ИБР-30 с инжектором, и наконец ИБР-2 (статья 35 в этом издании).

Но вернемся в 1960 год. Статья написана сухим, техническим языком — правила публикаций в серьезных журналах не допускали лирических отступлений. Но романтику периода научно-технического бума Д. И. Блохинцев все-таки отразил в своей научно-популярной брошюре «Рождение мирного атома». Москва, Атомиздат, 1977. Одна ее глава посвящена пуску реактора ИБР. Вот как описывает Дмитрий Иванович момент первого вывода реактора в импульсный режим самоподдерживающейся цепной реакции деления: «Медленно, ровно движется «зайчик» гальванометра. Кто-то пишет: «Период около минуты». Нарастает звук шелкуна; это уже не отдельные капли редкого дождя — это веселый, бойкий дождик, рассыпающийся звоном по крыше: реактор пошел!

Ожил тяжелый металл, и теперь рвется самое сердце атомов. Сотни, тысячи, миллиарды нейтронов рождаются и вновь захватываются в ничтожные доли секунды — началась цепная реакция. Спокойнее стали реакции в нашем атомном котле. Обуздан неистовый атом плутония. Впервые в мире реактор заработал в сверхкритическом режиме... Мы как бы дразнили прирученную атомную бомбу тысячи раз в минуту... Пулеметная трескотня анализаторов и ползущая лента тысячи чисел. Линии на миллиметровках... В эту теплую ночь впервые в Дубне рвались на части ядра плутония, которыми был заряжен реактор».

60-е годы, поэзия ядерного мира...

Е. П. Шабалин

ИБР-2 — ИМПУЛЬСНЫЙ РЕАКТОР ПЕРИОДИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ ДЛЯ НЕЙТРОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ*

*Совместно с В. Д. Ананьевым, Ю. М. Булкиным, Б. Н. Буниним,
Е. Д. Воробьевым, Н. А. Доллежалем, В. И. Луциковым, Ю. М. Останевичем,
В. С. Смирновым, И. М. Франком, Н. А. Хрястовым, Е. П. Шабалиным,
Э. И. Шараповым, Ю. С. Язвицким*

Импульсный реактор на быстрых нейтронах ИБР-2 средней мощностью 4 МВт, сооружаемый в ОИЯИ, предназначен для исследований структуры и динамики твердых тел и жидкостей, в ядерной физике и физике нейтронов. Пиковая плотность потока тепловых нейтронов в реакторе составляет $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при частоте повторения импульсов мощности 5 Гц и длительности импульсов ~ 90 мкс. В статье приведена краткая теория и описана конструкция реактора, рассмотрены физические установки и намечаемые на реакторе эксперименты.

Введение

Ядерный исследовательский реактор ИБР-2 является импульсным реактором периодического действия на быстрых нейтронах. Он будет использоваться в качестве источника нейтронов для научных исследований во многих областях физики с применением метода спектрометрии по времени пролета. Проект ИБР-2 разработан совместно ОИЯИ и проектно-конструкторскими институтами СССР. Работы начаты в 1966 г. В настоящее время в Объединенном институте ядерных исследований на реакторе ИБР-2 ведутся пусковые работы.

Создание импульсного реактора ИБР-2 средней тепловой мощностью 4 МВт — новый путь в технике генерирования мощных нейтронных потоков, позволяющий перешагнуть достигнутый ныне на стационарных реакторах мощностью 50–100 МВт уровень $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Мгновенная плотность потока тепловых нейтронов в импульсе реактора ИБР-2 составит $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (при частоте импульсов 5 с^{-1} и длительностью ~ 90 мкс).

Бустерный режим работы ИБР-2, который проектируется осуществить с помощью мощного индукционного ускорителя электронов ЛИУ-30¹, со-

* ПТЭ. 1977. № 5. С. 17–35.

¹ Проект ЛИУ-30 из-за технических и административных сложностей был прекращен.

кратит длительность нейтронного импульса в 30–50 раз, при этом полный выход нейтронов, равный $\sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$, на 2 порядка превзойдет полный выход нейтронов из нейтронопроизводящей мишени современных ускорителей.

Эти и другие уникальные нейтронно-физические параметры реактора ИБР-2 обеспечивают ему большую универсальность в сравнении с другими импульсными источниками, каждый из которых имеет свои, более узкие, оптимальные области применения. Сочетание ряда преимуществ стационарных реакторов (высокие интенсивности нейтронов) и ускорительных установок (импульсность), низкий фон в экспериментах, разрешение, достаточное для проведения широкого круга исследований, — характерные особенности ИБР-2 как источника нейтронов для спектрометрических работ.

Импульсные реакторы периодического действия, к которым относится ИБР-2, это особый класс реакторов, существенно отличающихся как от обычных реакторов с постоянным во времени потоком нейтронов, так и от импульсных реакторов самогасящегося («взрывного») действия (таких, например, как американский реактор Годива).

Отличаются они и механизмом действия, и областью применения. В литературе эти реакторы называют «пульсирующими», «мигающими», импульсными реакторами периодического действия, реакторами ИБР. Если первые 3 термина отражают характер протекания цепной реакции в этих реакторах, то последнее название связано с историей их возникновения. Первым реактором этого типа был ИБР, введенный в действие в Дубне в 1960 г. в результате совместной работы Объединенного института ядерных исследований и Физико-энергетического института. Идея его создания естественно вытекала из требований нейтронно-физического эксперимента. Известно, что в нейтронной физике применялись и применяются различного рода «мигающие» ускорители, позволяющие осуществлять спектроскопию нейтронов по методу времени пролета. На обычных реакторах, имеющих перед ускорителями преимущество в величине потока медленных нейтронов, для прерывания нейтронного пучка и создания нейтронных импульсов используют механические селекторы. Однако при этом в промежутках между временными окнами селектора стационарный поток нейтронов реактора не только бесполезен, но даже и создает мешающий фон. Вполне естественно было попытаться сделать и реактор мигающим. Первый «мигающий» реактор ИБР был спроектирован на среднюю мощность 1 кВт и длительность импульса 40 мкс. В дальнейшем, до 1968 г., он работал при средней мощности 3 кВт и импульсной около 8 МВт при 5 импульсах/с. Первоначально он предназначался для исследований по нейтронной спектроскопии ядер. Однако, большая величина потока в области холодных, тепловых и эпитепловых нейтронов, а также длительность вспышки, сравнимая с временем жизни тепловых нейтронов, сделала ИБР очень эффективным инструментом для работ по физике конденсированных сред. При этом для некоторых работ, в которых использование стационарного пучка нейтронов традиционно (например, по дифракции нейтронов), применение импульсного пучка оказалось не только удобным, но и предпочтительным. Что касается ядерных исследований, то была показана (и в дальнейшем реализована) возможность применить ИБР в подкритическом режиме как

размножитель на мгновенных нейтронах — бустер; начальный импульс нейтронов создается в этом случае инжектором-ускорителем. Таким инжектором фотонейтронов на ИБР служил в 1964–1968 гг. микротрон на энергию электронов 30 МэВ с током в импульсе 80–100 мА. Реактор ИБР с инжектором при умножении нейтронов 100–200 позволял получать нейтронные вспышки большой интенсивности длительностью 3–4 мкс. При пролетной базе нейтронов 1000 м, имеющейся на реакторе ИБР, это давало возможность работать с разрешением 3 нс/м, достаточным для многих ядерно-спектроскопических исследований. Преимуществом спектрометра была большая светосила в области энергий нейтронов ниже нескольких сотен эВ.

В 1969 г. вступил в действие модернизированный и улучшенный вариант реактора ИБР-30. Он используется и в настоящее время и имеет среднюю мощность 25 кВт и импульсную ~ 90 МВт при частоте повторения вспышек мощности 4 с^{-1} . Опыт показал, что для большинства экспериментов с нейтронами ИБР-30 по эффективности сравним со стационарными исследовательскими реакторами мощностью в десятки МВт. Дело в том, что при анализе возможностей реакторов нужно сравнивать пиковое значение потока в реакторах ИБР с потоком от стационарных реакторов (за исключением некоторых работ, где требуется большой средний поток нейтронов, например производство радиоактивных изотопов). Известно, что стационарные исследовательские реакторы при мощности 50–100 МВт достигают технического предела. Скорость выгорания горючего уже настолько велика, что кампания его (продолжительность работы без замены твэлов) сокращается до нескольких недель; дальнейшее повышение мощности не только не рентабельно, но и едва ли вообще осуществимо. Таким образом, плотность потока $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ является сейчас пределом для стационарных реакторов. В отличие от них у реакторов ИБР имеются дальнейшие перспективы развития. Так, кампания реактора ИБР-30 вообще практически не ограничена выгоранием ядерного топлива. Это сделало рациональным разработку реактора ИБР второго поколения — с жидким теплоносителем — реактора ИБР-2. Конструкции и перспективы его использования посвящена эта статья.

1. Краткая теория импульсных реакторов периодического действия ИБР

1.1. Принцип действия. Стационарные ядерные реакторы (т.е. реакторы с постоянным потоком) работают при значении коэффициента размножения нейтронов $k_{\text{эфф}}$ равным 1. В рассматриваемых здесь реакторах $k_{\text{эфф}}$ большую часть времени меньше 1, и лишь периодически на короткое время порядка 10^{-4} с реактор переводится в надкритическое состояние на мгновенных нейтронах, когда $k_p = k_{\text{эфф}} (1 - \beta_{\text{эфф}})$ больше 1 ($\beta_{\text{эфф}}$ — эффективная доля запаздывающих нейтронов). В этот момент развивается вспышка мощности реактора. Процесс периодической пульсации коэффициента размножения называют модуляцией реактивности. В действующем реакторе ИБР-30 для модуляции реактивности используется подвижная часть активной зоны — диск из металлического урана, запрессованный на периферии большого стального ротора. При вращении ротора со скоростью 3000 об/мин урановый

вкладыш 50 раз в секунду проходит между двумя неподвижными частями активной зоны, сначала переводя реактор в надкритическое состояние, а затем снижая реактивность. Характер изменения реактивности и мощности во время вспышки приведен на рис. 1. Полуширина импульса мощности составляет ~ 70 мкс.

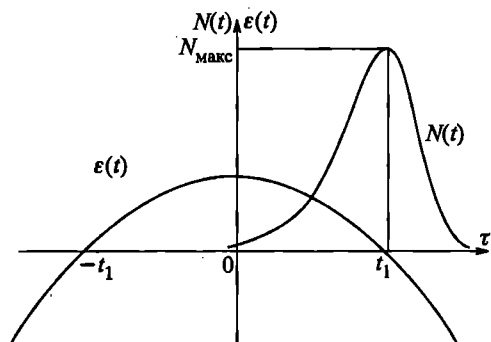


Рис. 1. Зависимость реактивности ϵ и мощности N импульсного реактора ИБР от времени при развитии импульса мощности

короткий импульс получается лишь при больших энерговыделениях за импульс, когда нагрев урана за одну вспышку составляет сотни градусов. В ИБР форма импульса не зависит от величины нагрева, и это позволяет получать частые периодические вспышки (1–100 раз в секунду), в то время как реакторы самогасящегося («взрывного») действия дают не более 1–2 имп/ч. При этом в них, конечно, каждый следующий импульс не зависит от предыдущего, и величина его определяется только надкритичностью на мгновенных нейтронах в импульсе.

Иначе обстоит дело в реакторах ИБР. Так как импульсы повторяются в них часто, то к началу каждого следующего импульса имеются источники запаздывающих нейтронов, возникшие в предыдущих импульсах; распад их создает определенную интенсивность излучения запаздывающих нейтронов S , практически постоянную за время импульса мощности. Когда при $t > -t_1$ (рис. 1) реактор становится надкритическим, начинается нарастающий цепной процесс размножения мгновенных нейтронов, причем запаздывающие нейтроны играют роль источника. Увеличение числа нейтронов в реакторе продолжается до момента t_1 , когда реактивность ϵ снова обращается в нуль. После этого мощность реактора затухает. Очевидно, количество нейтронов, возникших в импульсе, пропорционально интенсивности источника нейтронов S , т. е. равно SM , где M — величина, зависящая от длительности пребывания реактора в надкритическом состоянии и от максимального значения величины $\epsilon = \epsilon_{\text{макс}}$. При этом появление новых источников запаздывающих нейтронов в импульсе восполняет в той или иной мере убыль запаздывающих нейтронов в промежутке между импульсами. Очевидно, найдется такое M , при котором эта компенсация происходит полностью. Тогда S постоянна, и средняя величина импульсов не меняется со временем. При больших M величина S будет нарастать от импульса к импульсу и реактор будет разгоняться. Его можно довести до нужной мощности и затем стабилизировать на этом уровне

В реакторе ИБР-2 модуляция реактивности достигается также механическим устройством, но иным, чем в ИБР-30, а именно — подвижным отражателем. Об этом будет рассказано позже. Внешнее, управляемое гашение вспышки мощности является одним из существенных отличий ИБР от импульсных реакторов взрывного действия, где импульс мощности гасится температурным расширением металла активной зоны. В таких реакторах ко-

уменьшением $\varepsilon_{\text{макс}}$. Можно сказать, что в реакторе ИБР имеет место незатухающий цепной процесс, в какой-то мере аналогичный тому, что происходит в стационарных реакторах.

Физическая теория реакторов ИБР была впервые разработана И. И. Бондаренко и Ю. Я. Стависским [1], а также Т. Н. Зубаревым [2] и развита затем в работах [3–8]. Здесь приводится краткое изложение теории на основе результатов этих работ.

1.2. Форма и энергия импульса мощности и мощность фона. Параметры импульса мощности определяются характером кривой модуляции реактивности, общим уровнем реактивности, временем жизни нейтронов относительно деления и интенсивностью источника нейтронов (при средней мощности реактора более 1 Вт источником нейтронов служат запаздывающие нейтроны, предшественники которых, как уже отмечалось, образовались в предыдущих импульсах). Во время развития импульса реактивность $\varepsilon = (k_p - 1)/k_p$ хорошо описывается параболой

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_{\text{макс}} - \alpha v^2 t^2, \quad (1.1)$$

где $\varepsilon_{\text{макс}}$ — пиковое значение реактивности, которое определяется общим уровнем реактивности, т.е. положением регулирующих стержней, температурой, положением отдельных элементов реактора и т.д.; α — коэффициент параболы реактивности, численно равен изменению реактивности при смещении модулятора реактивности (м.р.) на 1 см от центрального положения; v — скорость перемещения м.р. относительно активной зоны.

Приближенное аналитическое решение одноточечного уравнения кинетики реактора

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\varepsilon N}{\tau} + \frac{S}{\tau} \quad (1.2)$$

(N — мощность реактора в нейтронах/с; τ — среднее время жизни одного поколения мгновенных нейтронов) для параболической зависимости $\varepsilon(t)$ имеет вид

$$\begin{aligned} N(x) &\approx S \frac{\sqrt{\pi B}}{\varepsilon_{\text{макс}}} L(B) \exp\left(\frac{4}{3}B\right) \exp\left[-\frac{Bx^2}{3}(x+3)\right] = \\ &= N_{\text{макс}} \exp(-Bx^2) \exp\left(-\frac{Bx^3}{3}\right) \dots, \end{aligned} \quad (1.3)$$

где $x = (t - t_1)/t_1$ — безразмерное время; $B = \varepsilon_{\text{макс}}^{3/2}/\alpha^{1/2}v\tau$ — безразмерная комбинация параметров, играющая большую роль в физической теории ИБР; в частности, эта комбинация стоит в показателе экспоненты, определяющей амплитуду импульса, так как $L(B)$ — слабо изменяющаяся трансцендентная функция от B , значение которой обычно лежит в пределах 1,05–1,1 [6]. Импульс мощности имеет форму, близкую к кривой Гаусса, но несколько асимметричен — задний фронт у него круче переднего. В самом деле, при $|x| \ll 1$ (т.е. вблизи максимума мощности) $x^2 \gg x^3/3$, т.е. в формуле (1.3)

можно пренебречь членом с x^3 . Однако во время нарастания импульса при не очень малых $x < 0$ x^3 отрицательно и, следовательно, кубичный член несколько повышает поток нейтронов; напротив, при затухании импульса $x > 0$ и член с x^3 ускоряет спад потока нейтронов. Полуширина импульса определяется соотношением

$$\theta_{1/2} = 2\sqrt{B \ln 2} \frac{\tau}{\varepsilon_{\max}} = 1,665 \alpha^{-1/4} v^{-1/2} \tau^{-1/2} \varepsilon_{\max}^{-1/4}. \quad (1.4)$$

Когда амплитуда импульса не зависит от времени, величина $\varepsilon_{\max}$, как уже отмечалось, должна удовлетворять определенному условию; при этом полуширина импульса выражается приближенным соотношением

$$\theta_{1/2} \approx 1,4 \left(\frac{\tau}{\alpha v^2} \right)^{1/3} \quad (1.5)$$

и определяется как характером кривой модуляции реактивности (величины α и v), так и временем жизни мгновенных нейтронов τ . Реакторы на тепловых нейтронах, где $\tau \gtrsim 10^{-4}$ с, не пригодны для получения всплесков мощности короче 1 мс. В ИБР-2, где $\tau = 4 \cdot 10^{-8}$ с, $\theta_{1/2} = 90$ мкс.

Энергия импульса (или полное число нейтронов деления, генерируемых во время импульса) выражается формулой:

$$Q = \int N(t) dt = S \pi B \tau \varepsilon_{\max}^{-2} L^2(B) \exp\left(\frac{4}{3}B\right) = \\ = S \frac{\pi L^2(B)}{\alpha^{1/2} v \varepsilon_{\max}^{1/2}} \exp\left(\frac{4}{3}B\right). \quad (1.6)$$

Энергия импульса определяется главным образом экспоненциальным членом $\exp(4B/3)$, который описывает (с точностью до коэффициента ~ 2) увеличение мощности реактора за время от $-t_1$ до $+t_1$, когда реактор находится в надкритическом состоянии; значение величины $\exp(4B/3)$ обычно $10^2 - 10^3$.

В промежутках между импульсами мощность реактора N_ϕ не равна нулю; она определяется глубиной подкритичности ε_ϕ и интенсивностью источника нейтронов

$$N_\phi = \frac{S}{|\varepsilon_\phi|} = \frac{S}{|\varepsilon_{\max} - \Delta k_{\text{м.р.}}|}. \quad (1.7)$$

Величина $\Delta k_{\text{м.р.}}$ есть изменение реактивности при выводе модулятора реактивности (м.р.) из области реактора, или, иными словами, эффективность м.р. Естественно, что параметры м.р. должны быть выбраны так, чтобы мощность фона была значительно ниже средней мощности реактора. Так как источник нейтронов S определяется запаздывающими нейтронами ($S = \bar{N}\beta_{\text{эфф}}$), то условие малости фона будет выглядеть так:

$$\frac{N_\phi}{\bar{N}} = \frac{\beta_{\text{эфф}}}{|\varepsilon_{\max} - \Delta k_{\text{м.р.}}|} \approx \frac{\beta_{\text{эфф}}}{\Delta k_{\text{м.р.}}} \ll 1. \quad (1.8)$$

Эффективность м.р. в ИБР-30 составляет $\sim 20\beta$, а в ИБР-2 — 15β ; уровень фона в этих реакторах равен 5–6% от средней мощности.

1.3. Критический режим работы ИБР. В импульсном реакторе ИБР энергия импульсов мощности остается неизменной от импульса к импульсу (при уровне средней мощности $\bar{N} > 0,1$ Вт) только при определенном значении максимальной реактивности $\epsilon_{\text{макс}0}$. Эта величина, называемая равновесной импульсной надкритичностью, находится из условия баланса нейтронов в реакторе за один период модуляции реактивности T_p или, другими словами, из условия постоянства «подсветки» запаздывающими нейтронами в каждой вспышке мощности. Импульсный реактор как бы умножает «подсветку» S ; фактор умножения

$$M(\epsilon_{\text{макс}}) = \frac{Q}{S} = \frac{\pi L^2(B)}{\alpha^{1/2} v \epsilon_{\text{макс}}^{1/2}} \exp(4B/3) \quad (1.9)$$

определяется максимальной реактивностью $\epsilon_{\text{макс}}$ при заданной конструкции реактора (т. е. при заданных значениях α , v , τ). За одну вспышку и, следовательно, за один период в реакторе генерируется

$$N_r = MS \beta_{\text{эфф}} \quad (1.10)$$

источников запаздывающих нейтронов. За это же время излучается

$$N_{\text{и}} = ST_p \quad (1.11)$$

запаздывающих нейтронов. Для постоянства «подсветки» должно соблюдаться равенство

$$MS \beta_{\text{эфф}} = ST_p \quad (1.12)$$

или

$$\frac{M \beta_{\text{эфф}}}{T_p} = k_{\text{и}} = 1. \quad (1.13)$$

Соотношением (1.13) определяется значение равновесной импульсной надкритичности $\epsilon_{\text{макс}0}$, так как фактор умножения M есть функция $\epsilon_{\text{макс}}$. Значение $\epsilon_{\text{макс}0}$ для реакторов ИБР лежит в пределах $(0,3-1,8) \cdot 10^{-3} k_{\text{эфф}}$ в зависимости от частоты повторения вспышек. Левую часть критического условия (1.13) обычно называют *импульсным коэффициентом размножения* $k_{\text{и}}$, так как эта величина равна отношению числа ядер-предшественников запаздывающих нейтронов, появляющихся в реакторе за один импульс (за один период пульсации) к числу распавшихся за один период ядер-предшественников.

Критическое условие (1.13) является приближенным. При выводе его мы пренебрегли генерацией источников запаздывающих нейтронов между импульсами мощности и уменьшением источников запаздывающих нейтронов между импульсами. Точное выражение критического условия (для неделящегося м.р.) приводится в [6]. Для практических расчетов при частоте повторения вспышек $f = 1/T_p > 1$ Гц условие (1.13) дает хорошую точность.

1.4. Кинетика реакторов ИБР. В критическом режиме ИБР может работать при любом значении средней мощности (разумеется, не выше уровня, определяемого теплосъемом). Перевод реактора с одного уровня мощности на другой осуществляется также, как в обычном реакторе, т.е. путем временного введения или выведения дополнительной реактивности. При отклонении реактивности от равновесной импульсной надкритичности $\epsilon_{\text{макс } 0}$ на величину $\Delta\epsilon$ импульсы мощности будут расти или уменьшаться в зависимости от знака возмущения реактивности. Оказывается, что поведение ИБР в неравновесном режиме при частых повторениях вспышек ($T_p < 1$) аналогично поведению обычного реактора, если вместо общепринятой меры реактивности в долях $\beta_{\text{эфф}}$ использовать величину

$$P = \frac{k_{\text{и}} - 1}{k_{\text{и}}} \approx 1 - \frac{T_p}{M\beta_{\text{эфф}}}, \quad (1.14)$$

которую можно назвать *импульсной реактивностью*. Тогда в соответствии с общеизвестными формулами увеличение энергии импульса, следующего после возмущения, выразится так:

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{1}{(1 - P)}, \quad (1.15)$$

а период разгона реактора на запаздывающих нейтронах T_S будет подчиняться уравнению «обратных часов»

$$P = \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i/\beta}{1 + \lambda_i T_S}. \quad (1.16)$$

Импульсную реактивность можно приближенно выразить через скачок реактивности $\Delta\epsilon$ в более простом, чем (1.14), соотношением:

$$P \approx 1 - \exp\left(-\frac{\Delta\epsilon}{\beta_{\text{и}}}\right), \quad (1.17)$$

где $\beta_{\text{и}} = M(\epsilon_{\text{макс } 0})/(\partial M/\partial \epsilon)|_{\epsilon=\epsilon_{\text{макс } 0}}$ — *импульсная доля запаздывающих нейтронов* — величина, впервые введенная в работе [1]. При очень малых возмущениях реактивности $\Delta\epsilon \ll \beta_{\text{и}}$ ($\beta_{\text{и}}$ имеет порядок 10^{-4}) соотношения (1.14) и (1.17) принимают вид

$$P \approx \frac{\Delta\epsilon}{\beta_{\text{и}}}, \quad (1.18)$$

т.е. импульсная реактивность становится пропорциональной обычной реактивности.

Импульсная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{и}}$ по крайней мере на порядок меньше эффективной доли запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{эфф}}$, поэтому пульсирующий реактор намного более чувствителен к изменениям реактивности, чем стационарный реактор. Следует отметить, что использование приближенного соотношения (1.18) при сильных положительных возмущениях реактивности приводит к значительной недооценке величины скачка энергии импульса.

1.5. Бустерный режим работы импульсного реактора ИБР. Бустером называют реактор, находящийся в подкритическом состоянии и размножающий нейтроны внешнего импульсного источника. Обычно таким источником служит нейтронопроизводящая мишень ускорителя электронов. Бустер может работать без модуляции реактивности, но последняя способствует снижению фона между импульсами. При этом частота модуляции реактивности должна быть равна частоте повторения импульсов ускорителя, и импульс ускорителя должен происходить в момент, когда реактивность реактора максимальна.

Т а б л и ц а 1. Характеристики реактора ИБР-2

Объем активной зоны	22 л
Ядерное топливо	100 кг PuO ₂
Отражатель	вольфрам и сталь
Теплоноситель	натрий
Средняя мощность	4 МВт
Частота импульсов мощности	5 с ⁻¹
Мощность в импульсе	8300 МВт
Мощность между импульсами	0,24 МВт
Полуширина импульса	92 мкс
Средняя мощность в добавочных импульсах	0,026 МВт
Энергия одного импульса	2,3 · 10 ¹⁶ делений
Средняя плотность тепловыделения	200 кВт/л
Коэффициент неравномерности тепловыделения	1,6
Нагрев двуокиси плутония за один импульс, средний	25 К
Температура теплоносителя:	
на входе	570 К
на выходе	670 К
Эффективность аварийной защиты	2,6 % $k_{эфф}$
Продолжительность работы без перегрузки топлива	1000 суток
Среднее время жизни поколения нейтронов в реакторе	4,3 · 10 ⁻⁸ с
Глубина модуляции реактивности	3,2 % $k_{эфф}$
Коэффициент параболы реактивности подвижного отражателя	2 · 10 ⁻⁴ см ⁻²
Средняя скорость подвижного отражателя относительно активной зоны	314 м/с
Равновесная импульсная надкритичность	1,8 · 10 ⁻³ $k_{эфф}$
Эффективная доля запаздывающих нейтронов	2,1 · 10 ⁻³
Импульсная доля запаздывающих нейтронов	2 · 10 ⁻⁴
Глобальный поток утечки быстрых нейтронов	1,75 · 10 ¹⁷ с ⁻¹
Плотность потока тепловых нейтронов на поверхности замедлителя:	
средняя	5,8 · 10 ¹² см ⁻² · с ⁻¹
в максимуме импульса	10 ¹⁶ см ⁻² · с ⁻¹
Плотность потока тепловых нейтронов внутри замедлителя в максимуме импульса	10 ¹⁷ см ⁻² · с ⁻¹
Плотность потока быстрых нейтронов в канале пневмопочты:	
средняя	3 · 10 ¹⁴ см ⁻² · с ⁻¹
в импульсе	6 · 10 ¹⁷ см ⁻² · с ⁻¹

Соотношения, характеризующие импульс мощности бустера, очень просты и получаются при решении уравнения (1.2) с постоянным значением реактивности на мгновенных нейтронах $\varepsilon = \varepsilon_{\text{макс}} < 0$.

Во время действия импульса ускорителя продолжительностью T_S мощность бустера нарастает по закону $N = (S/\varepsilon_{\text{макс}})(1 - e^{\alpha t})$, где S — интенсивность излучения нейтронов мишенью, $\alpha = \varepsilon_{\text{макс}}/\tau$. После окончания импульса ускорителя следует экспоненциальный спад мощности бустера с периодом $1/\alpha$. Эффективная длительность импульса мощности

$$\theta = \frac{T_S}{1 - e^{\alpha T_S}},$$

а энергия импульса

$$Q = \frac{ST_S}{|\varepsilon_{\text{макс}}|}.$$

Таким образом, длительность импульса бустера и его мощность связаны между собой — чем больше мощность, тем продолжительнее импульс. Существует оптимальное значение «умножения» бустера $1/|\varepsilon_{\text{макс}}|$, при котором «качество» нейтронного источника (см. разд. 4) максимально; $\varepsilon_{\text{макс опт}} \approx \tau/T_S$ [6]. В оптимальном режиме $\theta \approx 1,6 T_S$, а энергия импульса $\theta \approx ST_S^2/\tau$.

Относительный уровень мощности фона определяется тем же уравнением (1.8), что и для режима импульсного реактора.

Более подробно теория бустерного режима изложена в работе [6].

Расчетные характеристики реактора приводятся в табл. 1.

2. Описание реактора ИБР-2

2.1. Активная зона. Основные существенные отличия ИБР-2 от его предшественников ИБР и ИБР-30 — жидкометаллическое, интенсивное охлаждение активной зоны и ее большой объем, равный 22 л. Такой объем активной зоны выбран не случайно. Оптимизационные расчеты показали, что в области объемов 20–25 л обеспечивается максимум функции качества реактора как источника нейтронов для спектроскопии по времени пролета [5]. Наличие максимума объясняется конкуренцией положительного фактора — увеличения мощности реактора с объемом — и отрицательных факторов — увеличения длительности импульса нейтронов и снижения плотности потока нейтронов утечки на единицу мощности реактора. Качество ИБР при заданном объеме пропорционально удельному тепловыделению в активной зоне, поэтому в ИБР-2 применено интенсивное натриевое охлаждение. Следует отметить, что проектное значение удельной мощности в ИБР-2 не превышает 300 кВт/л, в то время как в проектах энергетических реакторов на быстрых нейтронах эта величина достигает 1 МВт/л. Поэтому имеется еще значительный резерв для повышения эффективности реактора в будущем.

Общая схема реактора приведена на рис. 2. Активная зона размещается в двухстенном стальном корпусе и в плане представляет собой усеченный правильный шестиугольник (рис. 3). Сердечники твэлов реактора набраны

из таблеток спеченной двуокиси плутония и заключены в цилиндрическую оболочку из нержавеющей стали толщиной 0,45 мм и $\varnothing$ 8,6 мм. Высота активной части твэла 445 мм, общая длина твэла около 780 мм. Над топливными сердечниками лежат вольфрамовые вкладыши, служащие торцевыми отражателями; таблетки и вкладыши подпираются сверху пружиной для предотвращения подскока таблеток после прохождения импульса мощности в результате теплового удара. Твэлы отделены друг от друга проволокой $\varnothing$ 0,5 мм, навитой в виде спирали на каждый твэл, и по 7 шт. собраны в кассеты — шестигранники. Кассеты (их всего 78) вставляются в нижнюю опорную плиту с шагом 27 мм и закрепляются в ней с помощью цангового захвата. Предусмотрена возможность замены облученных кассет.

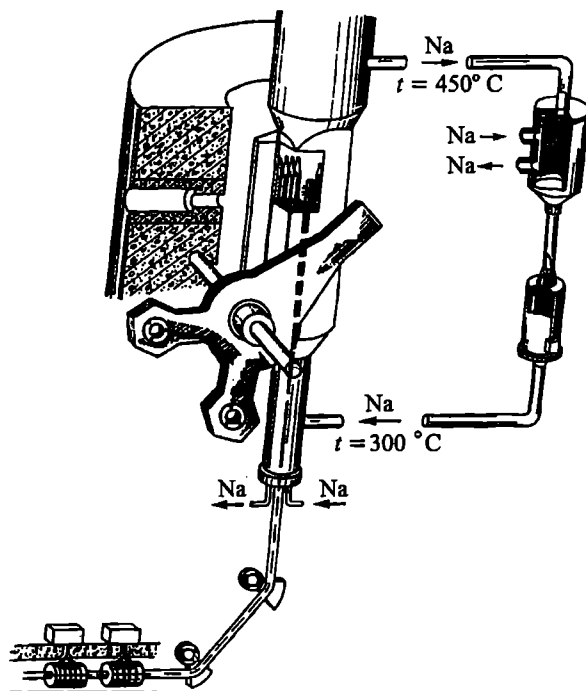


Рис. 2. Схема взаимодействия элементов реактора ИБР-2

7 центральных ячеек зоны занимает канал, нижняя часть которого будет использоваться для размещения мишени линейного ускорителя электронов при работе ИБР-2 в бустерном режиме, а верхняя — для размещения источников нейтронов для пуска реактора и облучения образцов. Нижняя часть центрального канала отделена от полости активной зоны.

Отношение высоты активной зоны к эквивалентному диаметру 1,7; удлиненная зона выбрана из соображения увеличения эффективности подвижного отражателя.

2.2. Модулятор реактивности. Для периодической модуляции реактивности и создания импульсов мощности на ИБР-2 использован подвижный отражатель вместо подвижной активной зоны ИБР. Модулятор реактивно-

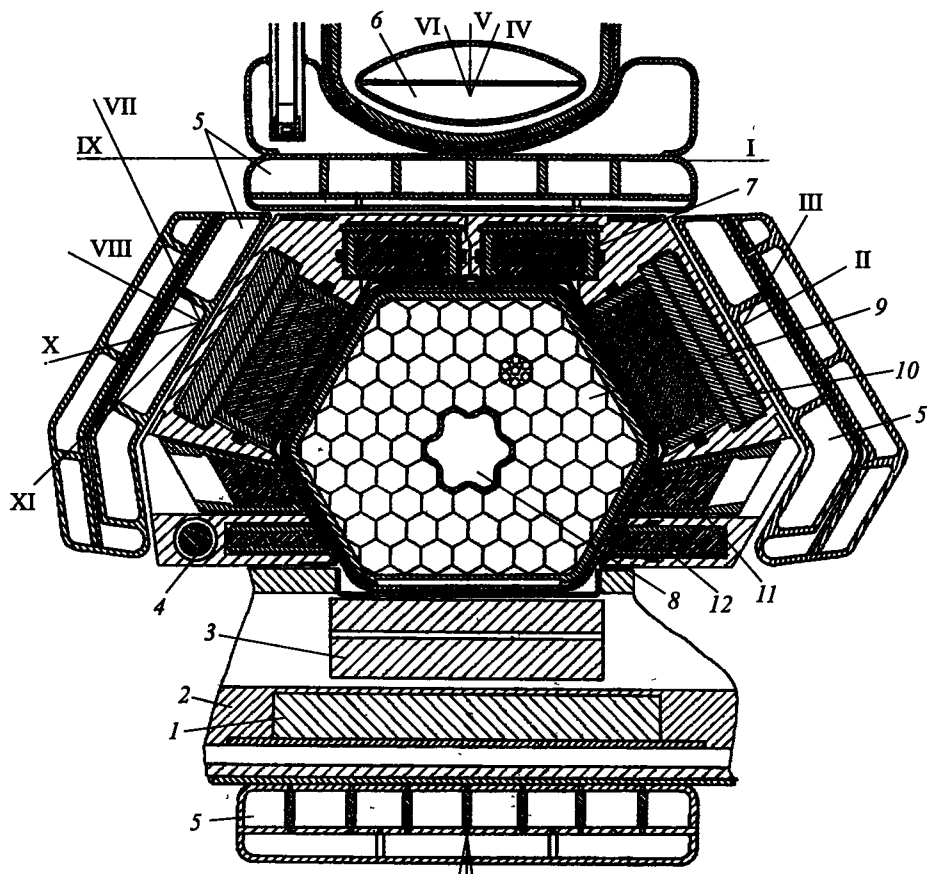


Рис. 3. Реактор ИБР-2, горизонтальный разрез. 1 — бериллиевый вкладыш (дополнительный подвижный отражатель); 2 — алюминиевый диск дополнительного подвижного отражателя; 3 — основной подвижный отражатель; 4 — стержень автоматического регулятора; 5 — водяные замедлители; 6 — жидководородный замедлитель; 7 — блоки медленной аварийной защиты; 8 — канал мишени ускорителя; 9 — пакет тепловыделяющих элементов; 10 — блок компенсатора реактивности; 11 — блок быстрой аварийной защиты; 12 — блок ручного регулятора; римские цифры — оси нейтронных пучков

сти (м.р.) примыкает к наибольшей стороне шестигранника активной зоны (рис. 2, 3).

Подвижные отражатели (их два — основной (о.п.о.) и дополнительный (д.п.о.)) расположены соосно. Ротор основного отражателя (о.п.о.) (рис. 4, 5) изготовлен из высокопрочной стали и вращается со скоростью 3000 об/мин; линейная эффективная скорость о.п.о. относительно активной зоны $v = 314$ м/с. Собственно отражателем является один длинный выступ ротора; два других служат для баланса. Эффективность о.п.о. $\Delta k \approx 2,6\%$, $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-4}$ см². Толщина о.п.о. 70 мм; размер в направлении движения, который во многом определяет коэффициент параболы реактивности α , равен 240 мм и был выбран на основе экспериментальных и расчетных исследований.



Рис. 4. Роторы подвижных отражателей ИБР-2

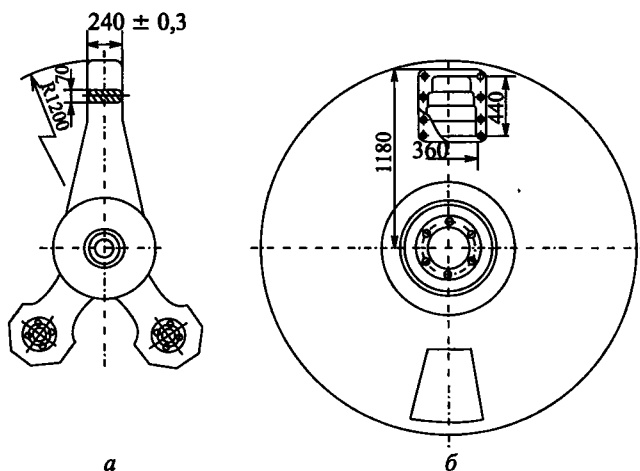


Рис. 5. Чертеж роторов основного (а) и дополнительного (б) подвижных отражателей

Дополнительный отражатель (д.п.о.) предназначен для медленной модуляции реактивности и, тем самым, снижения частоты пульсации мощности в сравнении с частотой вращения основного отражателя. Д.п.о. будет вращаться со скоростью 5 об/с; это и будет частота повторения импульсов мощности ИБР-2. Д.п.о. выполнен в виде диска из алюминия с бериллиевым вкладышем. Бериллий является собственно подвижным отражателем.

Оба отражателя приводятся в движение одним синхронным электродвигателем; вращение д.п.о. осуществляется через коробку скоростей. При прохождении о.п.о. мимо активной зоны, когда д.п.о. находится вне активной зоны (это происходит 45 раз в 1 с), развиваются так называемые побочные импульсы мощности.

Их амплитуда на ИБР-2 будет составлять $(2-3) \cdot 10^{-4}$ от амплитуды основного импульса и превышать фон в 7 раз. Побочные импульсы в какой-то

мере являются помехой для эксперимента, но используются в управлении реактором для оценки реактивности за 0,02 с перед основным импульсом мощности.

Роторы подвижных отражателей заключены в герметичный стальной кожух, заполненный гелием. Вращение в гелиевой среде значительно уменьшает мощность двигателя и снижает газодинамические эффекты, способствуя увеличению стабильности положения роторов. В районе примыкания кожуха к корпусу активной зоны («окна») стенка кожуха значительно утончена; здесь заделана стальная профилированная мембрана толщиной 2,5 мм в наиболее тонкой части. Кожух подвижных отражателей и редуктор для поворота оси вращения отделены от привода подвижных отражателей сборной биологической защитой. Это даст возможность проводить ремонт или замену коробки скоростей и двигателя без потерь времени на отстой после облучения. Сами подвижные отражатели и поворотный редуктор не подлежат ремонту.

При необходимости замены подвижный отражатель отводится по рельсам в защитное помещение — отстойник; управление перемещением — дистанционное.

Состояние подвижного отражателя и его привода контролируется многочисленными датчиками, основными из которых являются датчики уровня вибрации, осевого положения роторов и синхронности вращения о. п. о. и д. п. о., сигналы от которых заведены в аварийную защиту.

2.3. Управление реактором и аварийная защита. Система управления и защиты (с. у. з.) ИБР-2 выполняет те же функции, что и с. у. з. обычного реактора, а именно: пуск реактора; автоматическое (или ручное) поддержание заданного уровня мощности; контроль параметров установки, обеспечивающий ее ядерную безопасность; плановую и аварийную остановки реактора. Импульсный характер работы реактора определяет целый ряд особенностей с. у. з. ИБР — своеобразную схему регистрации нейтронного потока, особый подход к логике аварийной защиты, метод пуска реактора и т. д. [6, 9].

Воздействие на реактивность осуществляется блоками регулирования и защиты, которые расположены вне активной зоны и образуют боковой стационарный отражатель (рис. 3). Все блоки, за исключением стержня автоматического регулятора (а. р.), изготовлены из вольфрамового сплава.

Блоки 10 предназначены для пуска реактора, компенсации температурного эффекта реактивности и выгорания ^{239}Pu ; блок 12 — для ручной компенсации небольших изменений реактивности и вывода стержня а. р. в среднее положение. Все органы регулирования (кроме блоков быстрой аварийной защиты 11) вводятся снизу приводом от электродвигателя постоянного тока. Исполнительный орган автоматического регулятора, представляющий собой стержень из бериллия, перемещается шаговым двигателем, обладающим малой инерционностью.

Аварийное гашение реактора обеспечивается четырьмя блоками аварийной защиты, из которых два падают под действием собственного веса при отключении электромагнитов (7, эффективность 1,1 % каждый) и называются блоками медленной аварийной защиты (м. а. з.), а два других перемещаются пневматическими машинами поступательного действия. Срабатывание этой

быстродействующей аварийной защиты (б. а. з.) происходит за 0,018 с, т. е. за время между двумя соседними импульсами мощности даже в режиме 50 Гц. Блок б. а. з. отодвигается от зоны в радиальном направлении за это время на 20 мм, снижая реактивность на $2 \cdot 10^{-3} k_{эфф}$ (равновесная импульсная надкритичность при 5 Гц равна $1,85 \cdot 10^{-3} k_{эфф}$). Б. а. з. (и одновременно м. а. з.) срабатывает по сигналу от датчиков, контролирующих параметры, которые непосредственно определяются мощностью или реактивностью реактора; а также те параметры, изменение которых может либо немедленно, либо быстро влиять на реактивность.

Сигналы от медленно изменяющихся или слабо влияющих на реактивность параметров воздействуют только на м. а. з. В табл. 2 приводится перечень параметров, изменение которых, вызывает аварийное гашение реактора б. а. з.

Т а б л и ц а 2. Параметры ИБР-2, контролируемые быстродействующей аварийной защитой

№ п/п	Контролируемый параметр	Допустимое отклонение от среднего значения
1	Энергия основного импульса мощности	$(100 \pm 50) \%$
2	Средняя энергия импульсов за 6 с	$\pm (7-10) \%$
3	Отношение амплитуды побочного импульса к фону (мера реактивности)	$\pm 3 \%$
4	Частота всплесков реактора (или скорость о. п. о.)	$\pm 5 \%$
5	Осевое отклонение о. п. о.	$\pm 0,3$ мм
6	Осевое отклонение д. п. о.	± 1 мм
7	Фаза вращения д. п. о. относительно выбранной фазы о. п. о. (синхронность роторов)	$\pm 1^\circ$

Большой разброс допустимых значений энергии импульса и средней мощности (пп. 1 и 2 табл. 2) объясняется флуктуациями мощности в ИБР-2 (см. разд. 3). Время усреднения импульсов — 6 с — выбрано потому, что такова постоянная времени охлаждения твэлов. Поэтому измеряемая величина характеризует температуру ядерного топлива. Отношение амплитуды побочного импульса к фону определяется соотношением

$$\frac{A_{\text{п}}}{N_{\text{ф}}} = \frac{\epsilon_{\text{макс}} - (\Delta k_{\text{опо}} + \Delta k_{\text{дпо}})}{\epsilon_{\text{макс}} - \Delta k_{\text{дпо}}}, \quad (2.1)$$

где $\epsilon_{\text{макс}}$ — максимальная реактивность в основном импульсе, $\Delta k_{\text{опо}}$ и $\Delta k_{\text{дпо}}$ — полные эффективности основного и дополнительного отражателей соответственно.

Видно, что значение $A_{\text{п}}/N_{\text{ф}}$ чувствительно к изменению уровня реактивности как при изменении параметров м. р., так и при других нарушениях режима работы (через $\epsilon_{\text{макс}}$). Последние четыре параметра в табл. 2 характеризуют состояние подвижного отражателя.

2.4. Охлаждение реактора. Принципиально система охлаждения активной зоны ИБР-2 сходна с системой охлаждения стационарного реактора БР-5, которая доказала свою надежность в течение длительной эксплуатации. Схема охлаждения — трехконтурная, двухпетлевая. Две петли охлаждения сделаны из соображений безопасности и надежности. Производительность одной петли достаточна для обеспечения работоспособности реактора при несколько пониженной мощности.

В первом и втором контурах охлаждения теплоносителем является жидкий натрий, в третьем, разомкнутом контуре — воздух. Циркуляция натрия осуществляется электромагнитными насосами производительностью 120 т/ч. В системе охлаждения предусмотрены условия, обеспечивающие аварийное автономное электропитание насосов, а также естественную циркуляцию Na в случае отказа насосов.

Все трубопроводы натриевой системы имеют вторую, страховочную оболочку; объем страховочной полости таков, что при разрыве трубопровода активная зона не может остаться без теплоносителя. Корпус активной зоны является частью трубопровода Na первого контура; в зазоре между основным и страховочным корпусами при неработающем реакторе прокачивается горячий воздух для разогрева и расплавления Na. Уровень Na в корпусе реактора контролируется.

Помимо охлаждения активной зоны имеется воздушное охлаждение стационарного отражателя и блоков регулирования, принудительная циркуляция воды в замедлителях и система водяного охлаждения биологической защиты.

2.5. Ускоритель электронов ЛИУ-30 и бустерный режим работы. На ИБР-2, как и на действующем реакторе ИБР-30, предполагается также *бустерный* режим работы — режим усиления нейтронных импульсов, генерируемых в нейтронопроизводящей мишени электронного ускорителя.

В качестве инжектора для бустера ИБР-2 будет использован линейный индукционный ускоритель ЛИУ-30. Принцип действия и устройство этого ускорителя просты [10]. Он представляет собой ряд импульсных трансформаторов (тороидальных индукторов), для которых электронный пучок, ускоримый вдоль оси индукторов, играет роль тока во вторичной обмотке. Длина ускорителя 160 м. После выхода из ускорителя пучок электронов транспортируется по вакуумированному тракту к реактору сначала горизонтально, затем отклоняется на 90° и точно по вертикальной оси вводится снизу в активную зону по каналу мишени (рис. 6). На конце канала, в центре активной зоны, будет установлена мишень из вольфрама, охлаждаемая натрием, циркулирующим по автономному контуру. Полость мишени с теплоносителем отделена от электропровода окном из бериллия. Диаметр пятна электронного пучка на мишени не более 50 мм. Параметры ускоренного пучка: энергия электронов 30 МэВ, ток в импульсе 250 А, длительность импульса 0,5 мкс, частота повторения 50 Гц, тепловая мощность мишени 190 кВт.

В каждом импульсе мишень будет генерировать $0,5 \cdot 10^{13}$ нейтронов; при умножении бустера ~ 100 полуширина импульса мощности составит ~ 3 мкс.

2.6. Экспериментальные устройства и биологическая защита. Реактор располагается в центральной части биологической защиты, выполненной

в виде двух концентрических колец (рис. 6, 7). В толще первого слоя защиты размещаются защитные шиберы нейтронных каналов гильотинного типа; пространство между кольцами защиты предназначено для установки механических прерывателей, снижающих уровень фона. Оно служит также местом монтажа и демонтажа стационарных отражателей, водяных замедлителей, б. а. з., устанавливаемых на подвижных тележках. Внешнее кольцо бетонной защиты, являющееся монолитом с окнами для вывода нейтронных пучков, охватывается на 270° двумя экспериментальными залами площадью 2600 м^2 (рис. 7). Некоторые нейтронные пучки выводятся за пределы экспериментального зала; плоскость расположения пучков, как и активная зона, находится на высоте 6 м от уровня земли.

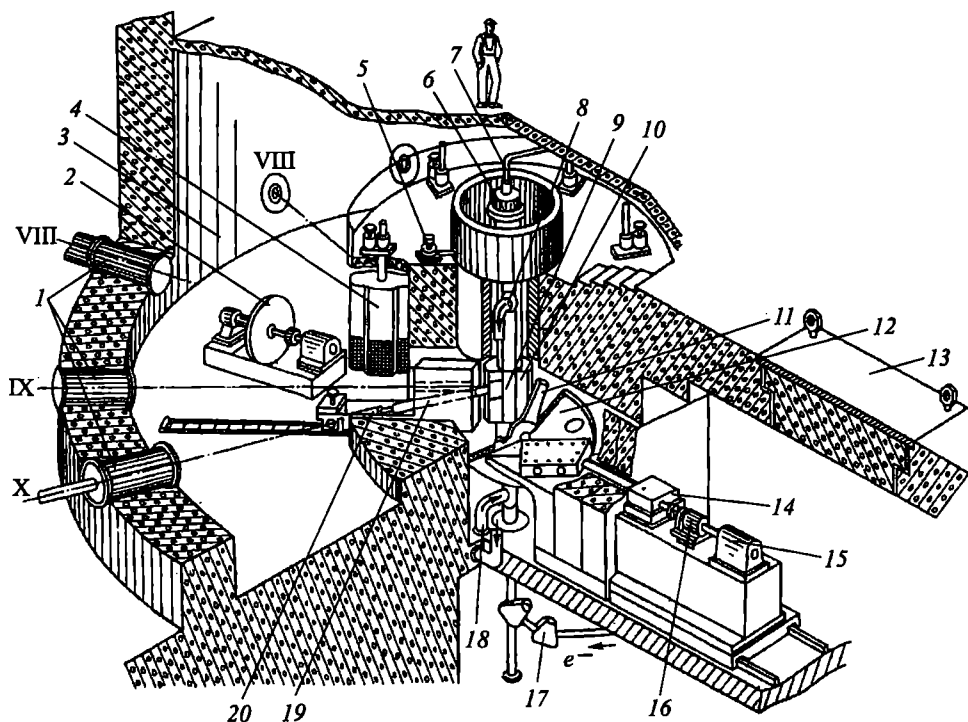


Рис. 6. Реактор ИБР-2. Общий вид с биологической защитой. 1 — нейтроноводы; 2 — механический прерыватель пучка; 3 — внешнее кольцо бетонной защиты; 4 — шибер пучка; 5 — привод блока регулирования; 6 — крышка сосуда реактора; 7 — труба пневмопочты; 8 — выход натрия; 9 — корпус активной зоны; 10 — стационарный отражатель; 11 — ротор основного отражателя; 12 — кожух подвижных отражателей; 13 — крышка люка для перегрузки подвижных отражателей; 14 — коробка передач; 15 — электродвигатель; 16 — муфта сцепления; 17 — поворотные магниты электронного пучка; 18 — вход натрия; 19 — штанга б. а. з.; 20 — привод б. а. з.

Все нейтронные каналы «смотрят» на поверхность внешних замедлителей реактора (рис. 3). Замедлители 5 — водяные, каждый состоит из независимых секций, что позволяет изменять толщину замедлителя (35, 45, 55 мм) для обеспечения оптимального выхода нейтронов в требуемом энергетическом

диапазоне. Можно осуществлять гомогенное «отравление» замедлителя в любой его секции. Эти замедлители будут служить источниками тепловых и надтепловых нейтронов. Они просматриваются шестью горизонтальными каналами $\varnothing$ по 200 мм (II, III, VII, X, XI на рис. 3) и двумя наклонными каналами $\varnothing$ 150 мм. Вместо водяного замедлителя можно установить «горячий» замедлитель из окиси бериллия для повышения выхода надтепловых нейтронов. Замедлитель, расположенный за подвижным отражателем, будет использоваться как источник резонансных нейтронов. Он просматривается тремя горизонтальными каналами $\varnothing$ 200 мм, имеющими пролетные базы 500 и 1000 м.

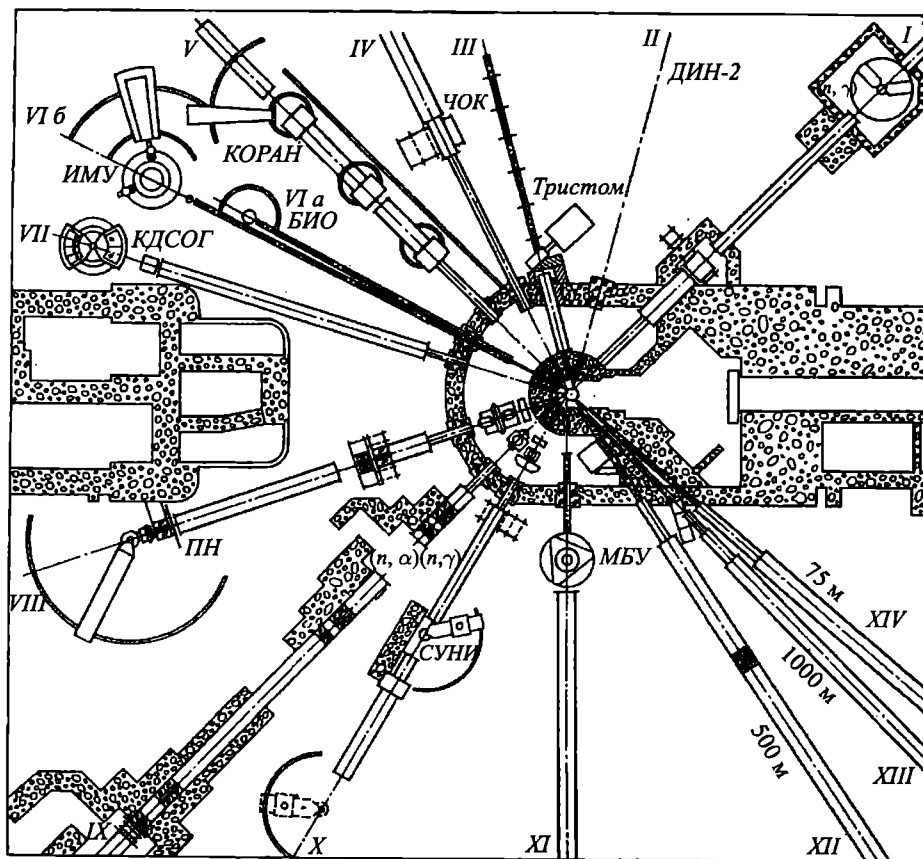


Рис. 7. Схема нейтронных пучков и физических установок ИБР-2

Для генерации «холодных» нейтронов ($\lambda > 4 \text{ \AA}$) за водяным замедлителем со стороны м. а. з. будет размещен жидководородный замедлитель б с объемом жидкого водорода в камере 1000 см^3 . Максимальная температура водорода 23–24 К; температура нейтронов, покидающих замедлитель, будет равна 50 К. Охлаждается жидкий водород газообразным гелием с входной температурой 11,5 К. «Холодный» замедлитель просматривается горизонтальными каналами IV–VI $\varnothing$ 150 мм.

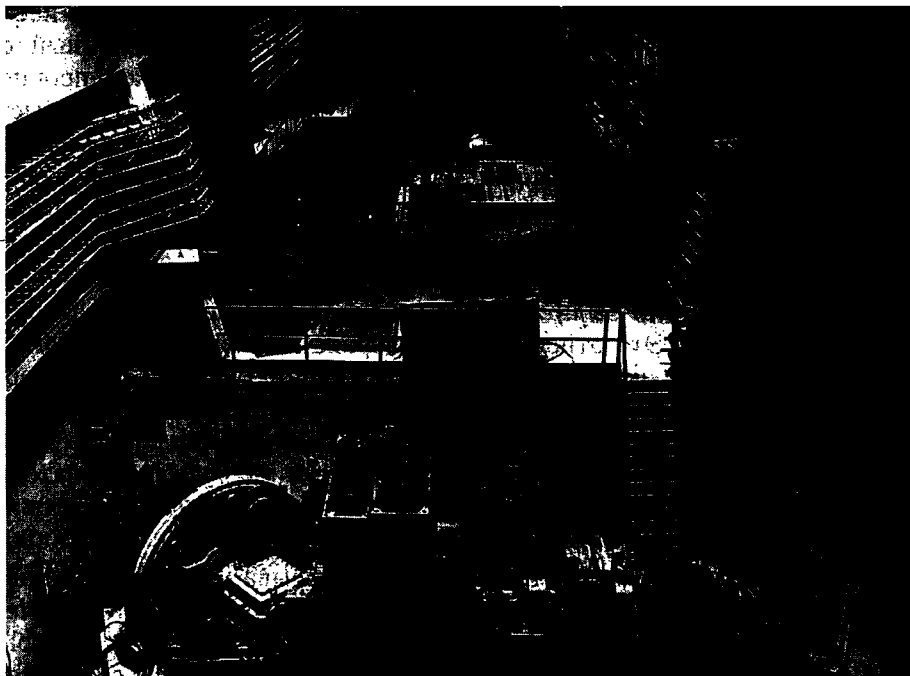


Рис. 8. Помещение реактора ИБР-2

На реакторе предусмотрены три пневмопочты для транспортировки облучаемых образцов.

Представление об общем виде помещений реактора дает рис. 8.

3. Особенности проектирования и эксплуатации ИБР-2

Активная зона и система охлаждения ИБР-2 были спроектированы на основе опыта уже работающих реакторов на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением. Однако импульсный реактор имеет свои особенности, которые необходимо учитывать как при оценке работоспособности и долговременной прочности элементов реактора, так и при оценке его ядерной безопасности.

Прежде всего в реакторе ИБР имеется *модулятор реактивности* (м.р.) — совершенно новое устройство в реакторной технике [11]. К м.р. предъявляются жесткие требования: большая скорость изменения реактивности (α , ν), большая глубина модуляции реактивности ($\Delta k_{\text{м.р.}}$), хорошая стабильность этих параметров. Модулятор реактивности с делящимся веществом, как в ИБР-30, можно применять только в реакторах с небольшой средней мощностью. Уже в ИБР-30 пришлось использовать два урановых вкладыша, работающих поочередно, чтобы снять выделяемую в них мощность ~ 3 кВт. Сочетание высокой температуры и инерциальных нагрузок приводит к пластическим деформациям вкладыша при большей мощности. Для мощного реактора ИБР-2 приемлемы только подвижные отражатели.

Испытания стального ротора м. р. ИБР-2 проводились в течение нескольких лет [12]. В результате испытаний установлено, что подвижный отражатель вполне работоспособен и с точки зрения механической прочности, и с точки зрения стабильности модуляции реактивности. Амплитуда быстрых осевых колебаний о. п. о. составляет 0,01–0,03 мм, крутильных колебаний д. п. о. — менее 0,2°, колебаний скорости вращения — 1 %. Согласно расчетам, эти нестабильности в работе м. р. вызовут флуктуации энергии импульса реактора с полушириной распределения не более 30 % от среднего значения. Некоторые импульсы могут превышать номинальный в 1,5–1,7 раза.

В процессе испытаний были выявлены и устранены некоторые недоработки в конструкции м. р. Это относится к мембране — тонкому стальному «окну» в кожухе напротив активной зоны, к охлаждению корпуса м. р., коробке передач и некоторым другим узлам. Неожиданно очень сильными оказались газодинамические удары при встрече о. п. о. и д. п. о., приводящие к раскачке роторов, особенно д. п. о. Поэтому, чтобы избежать ударов, в окончательном варианте дополнительный отражатель выполнен в виде диска, как описано выше, а не в виде ротора [13].

Во время испытаний имитировалась авария разрыва мембраны; эта авария неприятна тем, что в полость отражателя входит воздух и газодинамические эффекты возрастают. Оказалось, что раскачка роторов происходит сравнительно медленно, и подобная авария на реакторе не вызовет никаких серьезных последствий.

Другая особенность реакторов ИБР, требующая постоянного внимания в процессе проектирования и эксплуатации, — это высокая чувствительность импульсного реактора на быстрых нейтронах к изменениям реактивности (см. (1.15)–(1.18)). На рис. 9 приведена рассчитанная зависимость энергии импульса от максимальной реактивности для ИБР-2. Точка А на графике соответствует номинальному импульсу при частоте повторения 5 Гц и мощности 4 МВт;

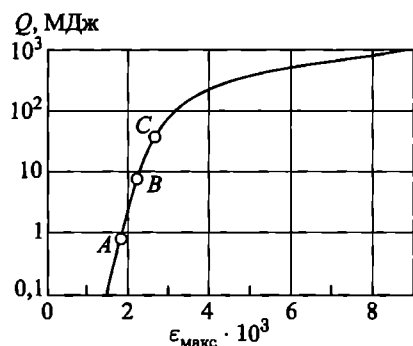


Рис. 9. Зависимость энергии импульсов мощности ИБР-2 Q от максимальной реактивности $\epsilon_{\text{макс}}$

область АВ — область импульсов повышенной амплитуды, но не вызывающих каких-либо разрушений в активной зоне; область ВС соответствует импульсам, которые вызывают слабые или умеренные разрушения активной зоны, например, растрескивание оболочек твэлов. Выше точки С реактор подвергается сильным, невосстановимым разрушениям. Как видно из рис. 9, расстояние от А до В по шкале реактивности $< 5 \cdot 10^{-4} k_{\text{эфф}}$. В обычном реакторе такой скачок реактивности вызовет лишь 8 %-ное изменение мощности и, естественно, никак не повлияет на работу реактора. В ИБР-2 такой скачок реактивности недопустим. Практически предел отклонений еще ниже, так как при флуктуациях энергии импульсов, даже не превышающих $Q_B - Q_A$, будут иметь место флуктуации средней температуры твэлов. При этом во избежание плавления твэлов нужно или ограничить флуктуации импульсов, или

снизить мощность реактора. Для ИБР-2 установлена допустимая амплитуда колебаний реактивности $1,5 \cdot 10^{-4} k_{эфф}$. Такую реактивность, для примера, вносит смещение о. п. о. на 0,3 мм в направлении к активной зоне. На ИБР-2 приняты меры для снижения возможных механических колебаний элементов реактора до уровня 0,01–0,1 мм. Также в связи с высокой чувствительностью пульсирующего реактора к возмущениям реактивности логика аварийной защиты как ИБР-30, так и ИБР-2 [9, 12] претерпела существенные изменения в сравнении с общепринятой. Об этих изменениях можно судить уже по сделанному нами описанию быстродействующей аварийной защиты и перечню сигналов в табл. 1.

Здесь уместно остановиться на одном очень важном аварийном сигнале — «уменьшение амплитуды импульса». Он предотвращает некоторые аварии, характерные только для пульсирующих реакторов ИБР. Например, при неожиданной рассинхронизации вращения о. п. о и д. п. о. импульсы мощности будут уменьшаться; температурный эффект (или система а. р.) восстановит прежнюю реактивность, и при последующем быстром восстановлении синхронности вращения о. п. о. и д. п. о. может возникнуть импульс мощности, значительно превышающий Q_B .

Аналогичная ситуация может иметь место и при колебаниях какого-либо другого элемента реактора (кассет твэлов, например). Рассмотренный пример есть частный случай общего правила, характерного для ИБР: *обратная связь по мощности* (независимо от ее знака) *увеличивает быстрые случайные колебания реактивности* (под «быстрыми» колебаниями здесь понимается такой случайный процесс изменения реактивности, спектр которого лежит в области частот, сравнимых по величине с частотой пульсации мощности или больших ее). Аварийная защита по уменьшению амплитуды импульса как раз предотвращает возможные всплески мощности, вызванные отклонениями реактивности и усиленные обратной связью (температурной или аппаратурной по системе а. р.).

И, наконец, третья особенность импульсного реактора на быстрых нейтронах — это *эффекты теплового удара*. Подогрев двуокиси плутония в ИБР-2 за один импульс (за 100 мкс) будет достигать 40 К, а скорость нагревания — $4 \cdot 10^5$ К/с (!). При такой скорости нагревания ядерное топливо не успевает расширяться вслед за температурой, и поэтому возникают механические напряжения в топливе, а затем и в оболочке твэла. Помимо этого эффекта, влияющего на прочность твэла, следствием теплового удара может быть смещение топливного сердечника, которое сказывается на реактивности [14, 15].

В Лаборатории нейтронной физики, начиная с 1968 г., было выполнено несколько экспериментальных и теоретических работ по эффектам теплового удара [6, 13–16]. В частности, были измерены инерциальные напряжения в оболочке твэлов ИБР, ИБР-30; в экспериментальном твэле ИБР-2 измерялись «прыжки» таблеток топлива после импульса мощности. Оказалось, что теория теплового удара, основанная на предположении идеального механического контакта между элементами твэла, дает завышение инерциальных эффектов теплового удара. Помимо инерциальных напряжений при быстром нагреве топлива возможны также нестационарные термические напряжения и

нестационарные деформации оболочки, обусловленные давлением топливного сердечника на оболочку.

Ожидается, что в реакторе ИБР-2 тепловой удар при номинальной мощности не будет заметно влиять на работу реактора; в аварийных же ситуациях (область BC на рис. 9) тепловой удар будет главной причиной возможных разрушений.

4. Нейтронная спектроскопия на пучках ИБР-2

Реактор ИБР-2 с инжектором спроектирован как источник нейтронов для спектрометрических исследований с нейтронами широкого диапазона энергий 10^{-7} – 10^7 эВ. Самые медленные, ультрахолодные нейтроны, обладая способностью накапливаться (удерживаться) в сосудах, предоставляют уникальные возможности для исследования свойств нейтрона как элементарной частицы. Холодные и тепловые нейтроны незаменимы при изучении магнитной и атомной структуры и динамики конденсированных сред как вследствие того, что их энергия, скорость и длина волны близки к соответствующим величинам для атомарных движений и к периодам кристаллической структуры, так и в силу их способности к магнитным взаимодействиям. Наконец, резонансные и быстрые нейтроны, возбуждая ядра в ядерных реакциях, являются инструментом исследования свойств ядер.

4.1. Общая характеристика. Методически все работы на ИБР-2, кроме работ с ультрахолодными нейтронами, объединяются общим спектрометрическим методом — анализом энергии нейтронов по времени пролета заданного расстояния. Время пролета обычно измеряется с помощью многоканальных анализаторов и других электронных устройств, информация с которых передается на вычислительную машину. Прогрессивным путем развития измерительных систем в таких исследованиях явилась централизация всех устройств в измерительном центре [17].

Простые соотношения

$$\sqrt{E} \text{ (эВ)} = \frac{72,297 \cdot l \text{ (м)}}{t \text{ (мкс)}}, \quad (4.1)$$

$$\frac{\Delta E}{E} = -0,028\sqrt{E} \text{ (эВ)} \frac{\Delta t \text{ (мкс)}}{l \text{ (м)}} \quad (4.2)$$

позволяют рассчитать энергию E нейтрона и оценить разрешающую способность спектрометра $\Delta E/E$. Последняя существенно зависит от величины Δt — неопределенности во времени пролета нейтронов, складывающейся из длительности импульса быстрых нейтронов θ и неопределенностей Δt_z и Δt_d во времени миграции нейтронов в замедлителе и времени их регистрации в детекторе.

Для работ с тепловыми нейтронами ($E < 0,2$ эВ) длительность импульса ИБР-2 наиболее близка к оптимальной из всех импульсных источников. Она не намного превышает величину Δt_z (~ 40 – 60 мкс) и обеспечивает максимальное использование потока нейтронов при заданном временном и угловом разрешении.

Высокая мгновенная плотность потока тепловых нейтронов, достигающая величины $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, возможность одновременных измерений в широком интервале длин волн при полном использовании нейтронного потока, низкий фон между импульсами позволяют заключить, что для экспериментов с тепловыми нейтронами ИБР-2 будет на один-два порядка более эффективен, чем стационарный реактор мощностью 50 МВт. Аналогичное заключение было ранее сделано при детальном анализе конкретных экспериментов по проекту импульсного реактора SORA [18], который, однако, не был осуществлен. Эксперименты, поставленные на реакторах ИБР и ИБР-30, являются наиболее убедительным аргументом для такого заключения.

Для работ с резонансными нейтронами ($E > 1 \text{ эВ}$) нейтронная вспышка ИБР-2 оказывается чрезмерно длинной, поэтому проектируется, как уже отмечалось, бустерный режим, который сократит вспышку примерно в 50 раз. Критерием «качества» спектрометра для этих исследований может служить энергетическая зависимость интенсивности потока нейтронов $N(E)$ в интервале энергий ΔE на пролетной базе l при заданной разрешающей способности $\Delta E/E = R = \text{const}$:

$$N(E) \sim \frac{fQ}{l^2}, \quad \varphi(E)\Delta E \approx \frac{fQR}{l^2}. \quad (4.3)$$

Здесь f — частота импульсов; Q — количество нейтронов в импульсе; $\varphi(E)$ — энергетический ход плотности потока (для обычно используемых замедлителей $\varphi(E) \sim E^{-1}$). Поскольку энергетическое разрешение ухудшается с ростом энергии (формула (4.2)), то для соблюдения критерия $\Delta E/E = \text{const}$ при малых энергиях, когда $R > 2\theta/t$, достаточно уменьшать временной интервал регистрации Δt , пока $\Delta t > \theta$. Начиная с энергии E^* , определяемой формулой (4.2) с подстановкой $\Delta t = \theta$, для дальнейшего сохранения разрешения необходимо увеличивать базу. В этом случае справедливо соотношение

$$N \approx \frac{fQR^3}{\theta^2 E}, \quad (4.4)$$

которое следует из (4.3), если исключить l^2 с помощью формулы (4.2).

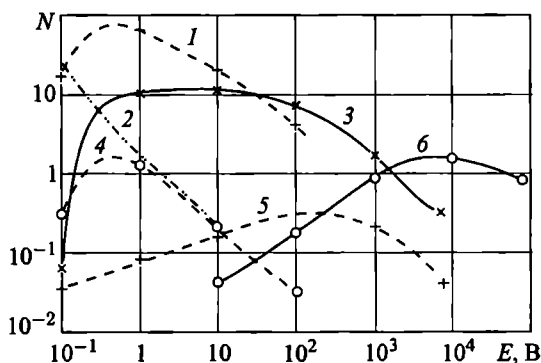


Рис. 10. Эффективность различных спектрометров (N — плотность тока нейтронов на образце в интервале энергий $\Delta E = 10^{-3} \text{ Э}$) как функция энергии нейтрона E . 1 — спектрометр на ИБР-2 в бустерном режиме; 2 — ИБР-2 в реакторном режиме; 3 — неразмножающая мишень ЛИУ-30; 4 — ИБР-30 в бустерном режиме; 5 — харуэлльский бустер; 6 — неразмножающая мишень ускорителя ORELA

Сравнение ряда спектрометров по такой функции качества сделано в работе [19] при $\Delta E/E \approx 10^{-3}$ и начальной базе $l = 50 \text{ м}$. На рис. 10 приведены графики, иллюстрирующие это сравнение, с уточнением данных по ИБР.

Подъем кривых для ускорителей связан с увеличением используемой частоты и отличием зависимости $\varphi(E)$ от E^{-1} . Спад для всех кривых означает переход в область $E > E^*$, т. е. использование более длинной базы.

Такое сравнение показывает, что ИБР-2 с бустером превосходит другие импульсные источники в области энергий до 100 эВ. Особенно велики его преимущества для экспериментов, не требующих условий высокого разрешения, когда выигрыш в интенсивности может достигать трех порядков.

4.2. Планируемые физические установки. На рис. 7 представлена схема разводки 14 горизонтальных пучков реактора ИБР-2, обозначенных римскими цифрами. Для большинства из них даны условные обозначения физических установок и спектрометров, планируемых для реализации обсужденных ниже (разд. 5) основных направлений исследований на ИБР-2.

Для работы с тепловыми нейтронами и прикладных задач предусмотрены: дважды дифференциальный спектрометр неупругого рассеяния *ДИН-2*, установка для измерения электрического дипольного момента нейтрона с помощью ультрахолодных нейтронов *Тристом*, установка малоуглового рассеяния по времени пролета *ЧОК*, корреляционный спектрометр неупругого рассеяния *КОРАН*, нейтронные дифрактометры *БИО*, спектрометры обратной геометрии *КДСОГ*, *СУНИ*, поляризующий зеркальный нейтроновод *ПН*, установка для исследований в импульсных полях *ИМУ*, медико-биологическая установка *МБУ*, горячие камеры и пневмотранспорт для работ по активационному анализу.

Для экспериментов с резонансными нейтронами, планируемых на пучках *I*, *IX*, *XII*, *XIII*, *XIV*, предусмотрены: установка для работ с поляризованными нейтронами и поляризованными ядрами и детекторные системы: жидкостный сцинтилляционный детектор объемом 250 л, детектор с кристаллами NaJ, детекторы делений, спектрометр рассеянных резонансных нейтронов; γ -спектрометры высокого разрешения с полупроводниковыми Ge(Li)-детекторами; α -спектрометры на основе искровых и пропорциональных камер.

Большинство из названных установок и спектрометров находится в стадии изготовления, некоторые — в стадии проектно-конструкторских работ. Для полной реализации этой программы потребуется несколько лет. Планируется также создание нового измерительно-вычислительного центра лаборатории.

5. Основные направления исследований на ИБР-2

Физические исследования на ИБР-2 планируются на основании опыта использования импульсных реакторов ИБР и ИБР-30 [20]. Приведенные там результаты характеризуют достоинства импульсных реакторов периодического действия как нейтронных источников нового типа для работ методом спектрометрии нейтронов по времени пролета. Перспективы развития экспериментов на ИБР-2 явились предметом подробного обсуждения в работах [21] и [22]. В соответствии с этим можно указать следующие основные научные направления исследований на ИБР-2.

5.1. Нейтронная спектроскопия с использованием резонансных нейтронов. Изучение ядерных взаимодействий нейтронов и свойств ядерных уровней, возбуждаемых резонансными нейтронами, будет проводиться посредством измерения полных и парциальных нейтронных эффективных сечений и измерения спектров γ -лучей радиационного захвата нейтронов. Обзор обширных исследований, осуществленных на ИБР и ИБР-30 как для неделимых, так и делящихся ядер, сделан в работах [20, 21, 23]. В работе [24] представлены впервые полученные результаты измерений магнитных моментов нейтронных резонансов, выполненных предложенным в ЛНФ ОИЯИ методом сдвига резонанса при использовании ориентированной ядерной мишени. Эксперименты этого рода пока ограничены, так как требуют высоких интенсивностей нейтронов при хорошем разрешении. Пуск ИБР-2 создает возможность для дальнейшего развития этих измерений. Интенсивность пучков ИБР-2 будет достаточна и для постановки многомерных, многопараметровых экспериментов с резонансными нейтронами, например, измерений энергетических и угловых корреляций каскадных γ -квантов или энергетических и массовых распределений осколков деления ядер.

5.2. Исследования с поляризованными нейтронами и ядрами. Измерения пропускания поляризованных нейтронов через поляризованные мишени являются прямым способом изучения спиновой зависимости нейтронных сечений, в том числе определения спинов резонансов. Систематическая программа таких измерений начата на ИБР и ИБР-30 [25], после того как в 1963 г. в ЛНФ был предложен [26] и затем реализован метод получения пучка поляризованных резонансных нейтронов с энергией до 100 кэВ. Он состоит в пропускании нейтронного пучка через динамически поляризованную протонную мишень — кристалл лантан-магниевого нитрата.

Необходимость получения высокой степени поляризации ядер, определяющей величину эффекта, ограничивала круг ядер, пригодных для измерений. Стократное увеличение интенсивности нейтронов на ИБР-2 позволит проводить измерения с меньшей величиной эффекта, т. е. для большего числа ядер. Станут возможными измерения поляризационных эффектов в парциальных сечениях.

5.3. α -распад компаунд-состояний ядер. Мощные импульсные потоки резонансных нейтронов ИБР позволили начать изучение редкого процесса — α -распада нейтронных резонансов. Были измерены как эффективные сечения [27], так и энергетические спектры α -частиц для ряда ядер [28]. Это новое в нейтронной спектроскопии направление исследований весьма перспективно для ИБР-2: оценки показывают, что (n, α) -реакцию можно будет исследовать более чем на 100 ядрах.

5.4. Проблема ультрахолодных нейтронов (у.х.н.). Начало этому направлению положило наблюдение у.х.н. на реакторе ИБР в 1968 г. группой под руководством Ф. Л. Шапиро. Был открыт предсказанный Я. Б. Зельдовичем эффект удержания у.х.н. в замкнутых сосудах. Обзор последовавших за этим экспериментальных и теоретических исследований вопросов получения, накопления, хранения и транспортировки у.х.н. дан в [29–31]. На реакторе ИБР-2 предусмотрен канал для работ с у.х.н. Ультрахолодные

нейтроны будут использованы для изучения свойств нейтрона как элементарной частицы, в том числе для измерения его электрического дипольного момента с целью проверки временной инвариантности.

5.5. Исследования конденсированных сред методом неупругого рассеяния нейтронов. Опыт эксплуатации реактора ИБР, спроектированного в основном для ядерно-физических исследований, выявил высокую эффективность его как источника нейтронов для изучения конденсированных сред с помощью неупругого рассеяния тепловых нейтронов. В соответствии с этим опытом проект физических экспериментов на ИБР-2 предусматривает возможность исследований конденсированных сред в трех методических вариантах.

Первый вариант, так называемый метод обратной геометрии, использует белый спектр нейтронов, падающих на образец, и особенно выгоден для исследования процессов с малой конечной энергией нейтрона. Последняя определяется фильтром-анализатором, установленным перед детектором, тогда как начальная энергия задается временем пролета. Метод опробован на ИБР в 1962 г., подробно проанализирован в [32] и использован во многих экспериментах, обсуждаемых в [20]. На ИБР-2 он будет применяться для изучения динамики возбуждений молекулярных кристаллов, примесных атомов, для измерений квазиупругого рассеяния в пластических кристаллах и жидких металлах, для изучения расщепления атомных уровней в кристаллических полях парамагнитных металлических соединений [33] и в других экспериментах.

Второй вариант — сочетание механического селектора, создающего монохроматический падающий пучок, с анализом по времени пролета энергии рассеянных нейтронов. Он обладает преимуществами при изучении процессов с большой передачей импульса. Эти преимущества продемонстрированы на установке ДИН-1 [34] на ИБР-30, например, в исследованиях бозе-конденсата в жидком гелии [35]. Подобный дважды дифференциальный спектрометр медленных нейтронов будет использован на ИБР-2 во многих работах, в частности, при изучении динамики возбуждений несовершенных кристаллов и изучении свойств квантовых жидкостей и кристаллов.

В третьем варианте предусмотрено применение корреляционного метода в сочетании с механическим прерывателем падающего пучка [36]. Этот метод обеспечит существенное увеличение светосилы спектрометра, так как позволит получить спектры неупругого рассеяния сразу для большого диапазона энергий падающих нейтронов.

Предусмотрена также модификация первого и третьего вариантов с использованием поляризованных тепловых и холодных нейтронов. В качестве поляризатора проектируется поляризующий зеркальный нейтронотвод. Этим обеспечиваются хорошие возможности для многих экспериментов, в частности, для исследований магнитных структур и коллективных возбуждений в магнитных кристаллах [37].

5.6. Дифракция нейтронов методом времени пролета. В работах на реакторе ИБР, выполненных польскими и советскими физиками еще в 1964 г. [38], был обоснован и испытан новый метод нейтроноструктурного

анализа — дифракция по методу времени пролета. Для поликристаллов этот метод, использующий сплошной спектр нейтронов, превзошел по светосиле обычный метод, и теперь его применяют и на стационарных реакторах, искусственно прерывая пучок. Особенностью метода является повышение разрешающей способности с увеличением длины волны и временная фокусировка пучка, позволяющая работать практически без коллимации последнего [39]. Дифракция нейтронов по времени пролета будет применена на ИБР-2 для исследований свойств веществ и переходных процессов в экстремальных условиях, например, под воздействием мощных импульсных магнитных и электрических полей или импульсного давления. Обсуждение этих перспектив проведено в [40].

Другой областью применения метода на ИБР-2 будут нейтронографические исследования монокристаллов сложных органических соединений и биологических объектов. Проект нейтронного дифрактометра для этих работ обсужден в [41]. Согласно расчетам, для объекта типа миоглобина время измерения для одного угла отражения составит, как и на стационарном реакторе HFR, несколько минут. Однако в одном спектре на ИБР-2 будет измеряться одновременно несколько десятков отражений вместо одного на реакторе HFR, поэтому ожидается примерно 50-кратный выигрыш в скорости набора экспериментальной информации.

5.7. Малоугловое рассеяние нейтронов. В последние годы на ИБР-30 разрабатывается методика исследования малоуглового диффузного и дифракционного рассеяния нейтронов по методу времени пролета. Первые экспериментальные результаты [42] показали, что и в этой области техника времени пролета оказывается весьма эффективным методом, а соответствующий спектрометр на реакторе ИБР-2 в некоторых отношениях может быть более эффективным инструментом, чем существующие в мире установки аналогичного назначения. Основной областью применения этой установки будет исследование свойств биополимеров в растворах.

5.8. Создание зеркальных нейтроноводов и прикладные работы. Преимущества зеркальных нейтроноводов в экспериментах с тепловыми и холодными нейтронами очевидны. Они позволяют проводить коллимированные пучки нейтронов почти без потерь интенсивности от реактора до физических установок. Опытные образцы зеркальных нейтроноводов с хорошими характеристиками созданы на ИБР-30 [43, 44]. На реакторе ИБР-2 предусмотрено оборудование ряда пролетных баз такими нейтроноводами.

Большой областью исследований на ИБР-2, имеющей важное практическое значение, является изучение радиационных повреждений и работы по активационному анализу. Высокая импульсная интенсивность нейтронных вспышек ИБР-2 ($6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) позволит изучать динамику развития и отжига радиационных повреждений. Широкий спектр энергий нейтронов удобен для разделения эффектов, вызванных образованием дефектов в решетке, и эффектов из-за превращения атомов в узлах решетки за счет поглощения нейтронов. Наиболее перспективная область применения ИБР-2 для активационного анализа — это исследование короткоживущих активностей (1–10 с), возбуждаемых быстрыми нейтронами [22].

Другой возможной областью практического использования ИБР-2 является применение пучков быстрых нейтронов для диагностики злокачественных образований. Методические исследования в этом направлении уже ведутся на ИБР-30.

Список литературы

1. Бондаренко И. И., Ставиский Ю. Я. // АЭ. 1959. Т. 7, вып. 5. С. 417.
2. Зубарев Т. Н. // АЭ. 1959. Т. 7, вып. 5. С. 421.
3. Франк И. М. Препринт ОИЯИ Р-674. Дубна, 1961.
4. Larrimore J. A. // Nucl. Sci. Eng. 1967. V. 29. P. 87.
5. Шабалин Е. П. Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. техн. наук. ОИЯИ, 11-5668. Дубна, 1971.
6. Шабалин Е. П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. Атомиздат, 1976.
7. Asaoka T., Misenta R. EUR, 2217e. 1965.
8. Говорков А. Б., Косук Б. Препринт ОИЯИ Р-2076. Дубна, 1965.
9. Руденко В. Т., Соловьев Б. Н., Тишин В. Г. Сообщение ОИЯИ 13-8281. Дубна, 1974.
10. Матора И. М. Препринт ОИЯИ Р9-3184. Дубна, 1967.
11. Ананьев В. Д. и др. // АЭ. 1971. Т. 31, вып. 4. С. 352.
12. Ananiev V. D. et al. // Proc. of US/Japan Seminar on Fast Pulse Reactors, Tokai, Ibaraki, Japan. Published by University of Tokyo, 1976. P. 573.
13. Ананьев В. Д. и др. Препринт ОИЯИ 13-4395. Дубна, 1969; Сб. Fast Burst Reactors, USAEC ConF-690102. 1969. P. 173.
14. Ломидзе В. Л. Препринт ОИЯИ 11-6621. Дубна, 1972; АЭ. 1973, Т. 35, вып. 2. С. 123.
15. Ломидзе В. Л. Препринт ОИЯИ 11-6622. Дубна, 1972; АЭ. 1973, Т. 35, вып. 2. С. 125.
16. Дмитриев В. С. и др. Препринт ОИЯИ Р13-8045. Дубна, 1974.
17. Жуков Г. П. и др. // ПТЭ. 1964. № 6. С. 34.
18. Kleu W. Research Application of Pulsed Systems // Proc. of a Panel. Dubna, July 18-22, 1966. Vienna, 1967. P. 201.
19. Рей Е. Р. // ЭЧАЯ. 1972. Т. 2, вып. 4. С. 861.
20. Франк И. М. // ЭЧАЯ. 1972. Т. 2, вып. 4. С. 806.
21. Frank I. M. et al. Research Applications of Pulsed Systems // Proc. of a Panel. Dubna, July 18-22, 1966. Vienna, 1967. P. 147.
22. Ананьев В. Д. и др. Препринт ОИЯИ 13-4392. Дубна, 1969.
23. Shapiro F. L. Nuclear Structure. Dubna Symposium IAEA. Vienna, 1968. P. 283.
24. Alfimenkov V. P. et al. // Nucl. Phys. 1976. V. 267. P. 172.
25. Пикельнер Л. В. // Тр. Междунар. конф. по избранным вопросам структуры ядра. ОИЯИ, Д-9920. Дубна, 1976. Т. 2. С. 285.
26. Таран Ю. В., Шапиро К. Л. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44, № 6. С. 2185.
27. Kuitek J., Popov Yu. P. // Phys. Lett. 1966. V. 22. P. 186.
28. Popov Yu. P. // Proc. of II Symposium on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Petten, 1974. P. 379.
29. Shapiro F. L. Nuclear Structure Study with Neutrons // Proc. of Budapest Conf. London: Plenum Press, 1974. P. 259;
Шапиро Ф. Л. Собр. тр. Т. II. 1-е изд. М.: Наука, 1976. С. 229.

30. *Lutschikov V. I.* // Proc. of the Intern. Conf. on Interactions of Neutron with Nuclei, ERDA, Lowell, 1976. Conf-760715.
31. *Франк И. М.* II Междунар. школа по нейтронной физике. Препринт ОИЯИ ДЗ-7991. Дубна, 1974. С. 19,
32. *Baforek A. et al.* Inelastic Scattering of Neutrons, Bombay Symposium. IAEA, 1964. V. II. P. 519.
33. *Хенниг К.* II Междунар. школа по нейтронной физике. Препринт ОИЯИ ДЗ-7991. Дубна, 1974. С. 526.
34. *Liforov V. G. et al.* Research Applications of Pulsed Systems // Proc. of a Panel., Dubna, 1967. Vienna, 1967. P. 196.
35. *Докукин Е. Б. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23, вып. 9. С. 497.
36. *Гладких И. А. и др.* Сообщение ОИЯИ 14-9486. Дубна, 1976.
37. *Кроо Н.* II Междунар. школа по нейтронной физике. Препринт ОИЯИ ДЗ-7991. Дубна. С. 487.
38. *Buras B. et al.* // Nukleonika. 1964. V. 9. P. 523.
39. *Holas A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1969. V. 69. P. 173.
40. *Нитц В. В.* Сообщение ОИЯИ 3-5372. Дубна, 1970.
41. *Bally D., Balagurov A. M.* Preprint FN-48. Budapest, 1975.
42. *Воронов Б. И. и др.* Сообщение ОИЯИ 14-9451. Дубна, 1976.
43. *Франк И. М.* Сообщение ОИЯИ РЗ-10041. Дубна, 1976.
44. *Голиков В. В. и др.* Сообщение ОИЯИ 3-5736. Дубна, 1971.

Объединенный институт
ядерных исследований, Дубна

Поступила 25 мая 1977 г.

Комментарий. Эта работа была написана и опубликована до физического пуска реактора, который проводился в период с ноября 1977 г. до февраля 1978 г., и является последней прижизненной публикацией Дмитрия Ивановича по реакторным проблемам. Последующие важнейшие работы по реактору ИБР-2 (итоги физического и энергетического пусков, цикл работ, получивших премию Правительства РФ в 1996 г.) публиковались с неперенным соавторством Д. И. Блохинцева (посмертно), что свидетельствует о его значительном, можно сказать, определяющем вкладе в создание серии импульсных реакторов периодического действия — уникальных и эффективных ядерных установок. Уникальность реакторов типа ИБР в том, что Дубна — единственное место, где эти установки были созданы, работали и продолжают работать. А их эффективность обусловлена тем, что при низком уровне средней мощности (ИБР-2 — 2 МВт) такая установка эквивалентна реактору постоянного действия в несколько десятков мегаватт для исследований на выведенных пучках нейтронов. Даже с пуском мощных импульсных источников нейтронов на основе протонных ускорителей реактор ИБР-2 остается в авангарде мировых нейтронных установок.

Д. И. Блохинцев, как руководитель научно-технических разработок, был всегда сторонником максимального использования имеющегося инженерного

опыта даже при проектировании совершенно новых изделий. Этой парадигме следовали и при проектировании ИБР-2 настолько, насколько это было возможно. Но своеобразность этого реактора, резкое увеличение мощности импульсных реакторов (с 25 кВт ИБР-30 до проектных 4-х МВт) порождали тем не менее ряд новых решений и технических проблем — подвижный отражатель, тепловые удары в твэлах, быстрая аварийная защита и др. Поэтому в комментируемой статье затрагиваются эти проблемы; полной уверенности в правильности выбранных решений не было. Действительно, во время физического пуска реактора оказалось, что конструкция подвижного отражателя, как он описан в статье, не обеспечивает нужной продолжительности импульса мощности — она была бы в три раза больше, чем планировалось. Сразу же, в 1978 году, еще при жизни Д. И., была предложена и обоснована другая конструкция подвижного отражателя — так называемый «трезубец».

В других отношениях, кроме подвижного отражателя, реактор повел себя так, как и предполагали проектировщики. С отражателями типа «трезубец» реактор ИБР-2 успешно отработал на мощности 2 МВт с 1984 г. по 2004 г. В 2006 г. он был остановлен и затем демонтирован для замены на модернизированный вариант — ИБР-2М. В последние два года на реакторе был установлен новый тип подвижного отражателя — «решеточный», который будет использован и в ИБР-2М.

Часто задают вопрос — почему ИБР-2 не работал на проектной мощности 4 МВт? Это — проблема и моральная, и экономическая, и, отчасти, техническая. Государственная комиссия приняла в 1984 г. реактор в эксплуатацию, временно установив из осторожности пониженную предельную мощность 2 МВт. Чернобыльская трагедия 1986 г. закрыла возможность дальнейшего подъема мощности. Экономическая целесообразность работы на 2 МВт заключалась в том, что продолжительность работы реактора до износа его узлов удваивалась — с 10 до 20-ти лет, и физики могли выполнить больше научных проектов на пучках реактора. К тому же, была предложена новая форма внешних замедлителей нейтронов, удваивающая поток нейтронов. Что касается технических возможностей, то была выявлена тенденция к снижению стабильности реактора при повышении мощности. Скорее всего, из-за этого предельная мощность в любом случае была бы ниже 4 МВт.

Из заявленных в комментируемой работе областей применения реактора ИБР-2 наиболее перспективными оказались исследования конденсированных сред методами дифракции, неупругого и малоуглового рассеяния нейтронов и малоизвестным тогда методом рефлексометрии, что отражает мировую тенденцию в использовании импульсных нейтронных источников.

Е. П. Шабалин

Часть IV

АВТОБИОГРАФИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ И ВОСПОМИНАНИЯ Д. И. БЛОХИНЦЕВА

36

АВТОБИОГРАФИЯ БЛОХИНЦЕВА ДМИТРИЯ ИВАНОВИЧА

Я родился в 1908 году в Москве, в семье студента Петровской сельскохозяйственной академии. Впоследствии отец — агроном, специалист по маслоделию. В 1962 году отец скончался. Мать, являвшаяся домашней хозяйкой, скончалась в 1964 году.

Юношей я занимался различной случайной работой и одновременно учился. В 1925 году окончил Московский промышленно-экономический техникум и по окончании его в течение года работал старшим рабочим в «Азвин» (Москва). В 1926 году поступил на физический факультет Московского государственного университета, который окончил в 1930 году и был оставлен в аспирантуре научно-исследовательского института физики при МГУ, по специальности теоретическая физика. По окончании аспирантуры в 1933 году работал в НИИФ МГУ и на физическом факультете МГУ, где вел в то время новый курс квантовой механики.

В 1934 году защитил диссертацию, на основании которой в 1935 году мне была присуждена степень доктора физико-математических наук, а в 1936 году — звание профессора теоретической физики. В должности профессора я непрерывно работаю на физическом факультете МГУ, читая различные курсы и руководя работой дипломников и аспирантов. Многие из моих учеников выросли в самостоятельных ученых и имеют ученые степени и звания. С физическим факультетом МГУ я связан и в настоящее время. Сейчас являюсь заведующим кафедрой физики атомного ядра в филиале этого факультета в Дубне.

Основной работой с 1935 г. была работа в ФИАН СССР, где я работал старшим научным сотрудником.

Мои работы (всего свыше ста наименований), выполненные за последние годы, весьма разнообразны и относятся:

а) к различным областям теоретической физики (теория твердого тела, оптика, квантовая механика, теория относительности);

б) к философии естествознания (квантовая механика, теория поля и частиц, акустика);

в) к технике реакторостроения, теории реакторов.

Мною написан курс квантовой механики, переведенный на шесть языков. За этот курс мне была присуждена Государственная премия Первой степени. Я принимал участие в различных работах Киевского физического института и в 1938 г. был избран членом-корреспондентом Украинской академии наук.

Еще до начала войны начал участвовать в военной тематике и во время войны работал в этой области в ФИАН.

В 1942 году вступил кандидатом в члены партии и в 1943 году в ноябре был принят в члены КПСС.

За работу в ФИАН был награжден орденом Ленина.

С 1947 года принимал участие в работах по развитию советской атомной техники. С 1950 года это участие стало более полным, когда я был назначен директором научно-исследовательской лаборатории. За время моей работы эта лаборатория выросла в большой квалифицированный институт, который, в частности, возглавлял работы по созданию первой в мире атомной электростанции. Первая атомная станция начала работать в 1954 году и успешно работает до сих пор. Работы по этой станции были доложены мной на первой Женевской конференции по мировому использованию атомной энергии в 1955 году.

В последние годы я работаю по физике высоких энергий, в особенности по нелокальной теории поля (проблемы причинности и дисперсионных соотношений).

Я принимал участие в ряде научных съездов и конференций. В частности, был заместителем руководителя делегации советских ученых на Женевской конференции 1955 года и выступил на этой конференции с основным докладом. В дальнейшем был не раз руководителем советской делегации физиков на конференциях по физике высоких энергий (в Женеве, Беркли, Рочестере, Вене) и выступал с научными докладами, многократно выезжал в научные командировки в США, Индию, Австрию, Китай, ГДР, Болгарию и др. страны.

Принимал участие в издании Большой Советской Энциклопедии. Являюсь членом редакционной коллегии журнала «Успехи физических наук». Работаю в Советском комитете мира как член Совета этой организации. Являюсь членом Научно-технического совета Госкомитета Совета Министров СССР по использованию атомной энергии.

Постановлением Совета Министров СССР назначен членом Комитета по Ленинским премиям и состою там по настоящее время. С 1961 по 1969 год являлся сначала вице-президентом, а позднее президентом международной организации (Союз чистой и прикладной физики при ЮНЕСКО).

С 1967 года являюсь членом Научно-консультационного совета при Генеральном секретаре ООН У Тане.

В 1956 году в марте месяце я был избран Совещанием полномочных представителей одиннадцати стран директором международной организации — Объединенного института ядерных исследований. В 1961 году был избран на эту должность на второй срок. С 1965 года являюсь директором Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

В 1958 году я избран членом-корреспондентом Академии наук СССР. В 1957 году избран почетным доктором Высшей технической школы в Пра-

ге (Чехословакия). В 1959 году мне присвоена почетная степень доктора естественных наук естественно-математического факультета Лейпцигского университета. В 1960 году меня избрали членом Венгерской академии наук и в 1965 году — членом академии «Леопольдина» (Германия). В 1969 году избран почетным доктором Университета им. Гумбольдта (Берлин).

За работу в последние годы мне присвоено звание Героя Социалистического Труда. Имею четыре ордена Ленина, орден Трудового Красного Знамени, медали, звание лауреата Ленинской и Государственной премий. Был избран делегатом XXII съезда КПСС.

Сейчас являюсь членом Горкома КПСС г. Дубны, а также членом Советского Комитета защиты мира.

Д. И. Блохинцев

21 июля 1971 года

СВЕТ ИЗ КАЛУГИ*

Эти воспоминания Д. И. Блохинцева, подготовленные к публикации его вдовой Н. А. Коненковой, раскрывают малоизвестные страницы развития отечественной ракетной техники и космической философии.

Переписка 17-летнего Д. И. Блохинцева с известным 68-летним ученым К. Э. Циолковским может послужить современным молодым исследователям примером подлинной устремленности к творческой деятельности. Большой интерес представляет также история появления исполненного высокого нравственного смысла образа «космического корабля Земля», получившего всемирное распространение после описанного здесь выступления Блохинцева в США.

Самым отрадным в жизни является то, что в потоке людей есть возможность встретиться с личностями исключительными; людьми, которые, выражаясь языком физики, флюоресцируют своим ярким, теплым светом. И еще более отратно работать среди таких людей, иметь среди них друзей и чувствовать, как говорят в армии, их плечо.

В этом отношении мне или везло, или была очень сильной моя тяга к таким людям, но я не был обижен их обществом. Жизнь оказавших на меня влияние людей, с которыми мне приходилось работать и дружить, — настоящая поэма. Было бы просто недостойно ограничиться перечислением этих людей. А рассказать здесь о каждом просто нет возможности. Поэтому я решил рассказать только об одном человеке, соприкосновение с которым было для моей судьбы определяющим: о Константине Эдуардовиче Циолковском и который, как сказали бы теперь, вывел меня на орбиту. А началось все с того, что я услышал ЗОВ АЭЛИТЫ.

Неясные сигналы с Марса: «Анта-Адели-Ута...» 2 февраля 1925 года я написал в дневнике: «С тех пор, как видел «Аэлиту», мне точно огнем выжгло в подсознании этот мощный полет, и я ударился в ракеты. ... Хожу на лекции, изучаю механику и высшую математику... Работай, работай!» Передо мною вырезка из журнала того времени. Прекрасная Аэлита (Юлия Солнцева) с телескопом в руке. На заднем плане марсианский дворец, фигуры марсиан... Дворец такой «модернистский», как будто построен недавно в Лос-Анджелесе. Видимо, наши архитекторы когда-то позднее сильно сбились с пути, если в 1950-е годы строили здания атомных «объектов» на манер дворянских усадеб.

* Техника — молодежи. 1983. № 4. С. 14–17.

Образы марсиан, Аэлиты, как олицетворение сверхчувственного, не отступают от меня... Мне грезится будущий человек без страстей, без ненависти, без любви. Его сила в знании. В знании, проникающем все дальше и дальше в глубины Вселенной. «Он властелин, он полубог».

Однако дело не ограничивалось восхищением романтическим миром Марса. Ради прекрасного я одолеваю высшую математику и механику. Строил модели ракет. Изобрел маятник, по отклонению которого судил о реактивной силе ракеты, о качестве сопла и заряда. Одна из моделей не оправдала предположений, она взорвалась со страшной силой; мы, трое «испытателей», стояли, окутанные синевой дыма. Тяжелый маятник перелетел в другой двор (больницы Склифосовского). На земле, в садике валялись обрывки ракеты... К счастью, все опасные детали пролетели мимо нас. Отовсюду из окон повысовывались испуганные жители... В этот час хоронили Воровского. Наш взрыв был принят за почетный салют, и это успокоило.

Вот протокол испытания одной из моделей.

«5 апреля 1925 года. 1-я Гражданская (Мещанская), д. 8.

Испытание на реакцию

Ракета та же. № 3.

Вес 78 г.

Вес баланса 20,5 г.

Вес маятника 447,6 г.

Вес оси 38,0 г.

Итого 524,7 г.

Результат: по невыясненной причине ракету разорвало. К тому же вес маятника был явно недостаточным... На шкале отчеркнуто 25, затем резкие поперечные черты... Взрыв...

Выводы:

1) Сделать маятник весом не меньше 1,5 кг.

2) Подшипники сделать замкнутые.

3) Обратить внимание на разрыв и предупреждение его.

4) Осторожней при поджигании...»

Я обратился к Циолковскому, достал книги Г.Оберта, В.Валье и Р.Годдарда. К счастью, в то время для выписки заграничных книг не требовалось иметь ученого звания. Препятствием для меня была лишь необходимость платить за эти книги: тогда я работал в подвалах «Азвин» и доходы мои были крайне скудны.

Пришлось одолеть и основы дифференциального и интегрального исчисления. Я овладел теорией ракет, рассчитывал их скорости и орбиты. Меня угнетала недостаточность температуры, развиваемой при сгорании даже самых экзотических топлив. В рабочей тетради 23 июля 1925 года записано: «Самый основной вопрос, который остается для меня (вероятно, и для других) открытым, — это вопрос о взрывчатом веществе». И тут я обращаюсь к внутриатомной энергии (ядерной), делая примечание: «Но ведь мы еще не научились управлять ею!»

Моя первая теоретическая работа «Ракета» содержит много вычислений. Как же повлиять на радиоактивный распад? Позднее я работал над приме-

нием внутриядерной энергии, подсчитывал завидную энергию α -частиц, рассчитывал применение потока заряженного газа, ускоряемого электрическим полем.

В этот период я посещал читальню БИНТ (Бюро иностранной науки и техники, на Мещанской ул.), слушал лекции профессоров Ветчинкина, Рынина и др. Ходил в Петровский дворец на подготовительные курсы для поступления в Военно-воздушную академию.

Мне удалось познакомиться с данными Резерфорда о расщеплении ядра атома. Из газетных сообщений я узнал о намерениях Капицы расщепить атом сильными магнитными полями.

Эти новые и поразительные данные заставили меня переориентироваться, и в 1926 году, осенью, я поступил не в Военно-воздушную академию, а на физический факультет Московского государственного университета.

Физика, и особенно теоретическая физика, настолько увлекла меня сама по себе, что я надолго забыл свои мечты о космических полетах на Луну и Марс. Однако много лет спустя, после войны, я вновь вернулся к «Аэлите», на этот раз вооруженный много большими знаниями и совершенно новыми возможностями. Но тогда до этого было далеко.

ПЕРЕПИСКА С ЦИОЛКОВСКИМ

Вот мое первое письмо в Калугу.

«Многоуважаемый К. Э. Циолковский! Интересуясь вопросами межпланетных полетов и желая быть в будущем чем-нибудь полезным в этой области, прошу Вас не отказать мне в просьбе дать указание, где я могу найти Ваши, на первое время хотя бы самые элементарные работы, так как здесь, в Москве, я ничего не смог найти. Очень извиняюсь за доставленное Вам беспокойство. Уважающий Вас Блохинцев Дмитрий, 15 мая 1925 г.»

Непредвиденно для меня Константин Эдуардович ответил буквально на следующий день: «16 мая 1925 г. Могу выслать Вам несколько книг наложенным платежом на три рубля, а пока посылаю Вам бесплатно «Монизм Вселенной». Эту книгу я не продаю, так как ценность ее беспредельна и неловко брать гривенник за бесконечность. Калуга, ул. Жореса, 3. К. Циолковский. На возражения ответ печатный будет».

К. Э. Циолковский прислал мне свои философские произведения, оказавшие на меня глубочайшее впечатление. Переписка с К. Э. Циолковским дала мне не только толчок к дальнейшему увлечению идеей космического полета, но и приобщила меня к его морально-этическим взглядам, к его мировоззрению, в основе которого лежало преклонение перед Вселенной и ее гармонией. С юных лет ощущение и сознание того, что мы, люди, являемся частью Вселенной, частью ее Красоты и Тайны — мировосприятие, которым я обязан К. Э. Циолковскому, не покидало меня.

Прочитав «Монизм», я пришел в такое состояние, что сразу же начал сочинять стихи Циолковскому:

Спасибо, чудаке седовласый,
Ты воскресил мои мечты...

Но послать их, конечно, не решился, а просто написал ему: «Вы говорите о вечной, сложной жизни космоса. Я не вижу тут и доли мистики. Ничего, кроме научного знания. Вы заставляете человека жить сознанием космоса, повергаете его в восторг от созерцания бесконечной жизни мира. Вы правы, знание жизни Вселенной, понимание себя как ее части дает Человеку радость и спокойствие. Одно лишь вырывается по прочтении Вашей книги: к знанию, к светлomu великому будущему Человека!..»

Циолковский придавал этим моим словам большое значение. Сначала он опубликовал их в книге «Причина космоса», вышедшей уже в августе 1925 года, в которой разъяснял ряд положений «Монизма», а затем и во втором издании «Монизма» в 1931 году в специальном разделе, в котором привел отклики, вопросы и возражения читателей и свои ответы на них.

Сразу присланная мне «Причина космоса» вызвала у меня ряд возражений, существенно инспирированных моими тогдашними скептицизмом и крайней антирелигиозностью. Я отправил в Калугу большое письмо:

«Многоуважаемый Константин Эдуардович!

По получении присланной Вами брошюры «Причина космоса», за которую приношу Вам сердечную благодарность, у меня возник ряд несогласий с Вами. Конечно, вопрос о причине космоса далеко не праздный: искать причины — свойство человека. Многолетним, случайным и рациональным опытом человек убедился, что без причины ничего не происходит. Есть ли, может ли быть причина космоса? Всякое явление, протекающее на наших глазах, есть явление прежде всего в космосе, и, ища причину, мы находим ее в том же космосе, у нас есть аршины для измерения этих явлений, для суждения о них, то есть, иными словами, явления, замечаемые нами, прошедшие и настоящие, того же порядка, что и причины. Если человек создал автомобиль, то хотя человек и сложнее автомобиля, но оба они соизмеримы.

Вселенная бесконечна, но имеет измерения, пространство, время, силу и т. п. Причина космоса, как Вы сами подтверждаете, видимо, совсем иного порядка, она имеет свойство создавать и разрушать то, что, согласно установленным нами законам, не создается и не уничтожается. Наука говорит, что Вселенная бесконечна повремени, Вы же говорите, что это творение разума, субъективность, а почему же не субъективность признание причины Вселенной?

Видимо, судить об этом рано. Разве можно говорить о причине явления, не уяснив себе сам механизма явления: ведь наши познания о космосе далеко еще не полны.

Нельзя измерить расстояние пудами, а вес аршинами, и Вы, следуя неизбежности, отнимая от причины материальность и все осязаемые свойства космоса, придаете ей свойство разума, милосердия, высшей любви, то есть все те свойства, которые объективно не существуют в космосе (в источнике наших знаний), но являются лишь нашими, человеческими, вполне субъективными понятиями. Все наши познания имеют началом опыт, и на основании этого же опыта Вы строите свои соображения о причине космоса, но из опыта никогда и никто еще не познавал существования воли, разума, духа и т. п., не связанных с осязаемыми вещами в широком смысле слова. Я не

отрицаю разума космоса, но считаю его бессознательным (то есть, употребляя термин «Разум космоса», я понимаю его не в таком смысле, как, скажем, понимают «разум» в общежитии, говоря о разуме человека). Вы говорите даже о цели, которую имела причина, этого я совсем не могу принять; с моей точки зрения, слово «цель» существует только для удобства изъяснения, объективно же цели не существует: ни одна причина не имела цели, но всякая цель — причину. Признать существование причины, непознаваемой причины, я никак не могу, мир не имеет начала не так, как его не имеет кольцо, которое гоняют по улице малыши, а как кольцо бесконечно большого радиуса. Я материалист, и с моим материализмом не вяжется нематериальная причина космоса. 19–20/IX 1925 г. Д. Блохинцев.

Р. С. Буду просить Вас объяснить мне (что я не уяснил себе из вашей брошюры «Исследования миров. простр. реакт. приборами»), куда девается пропадающая энергия газов в ракете (не учитывая тепловую потерю). Так, с моей точки зрения, имеет место следующее уравнение:

$$\frac{M_2 c^2}{2} = \frac{M_1 c^2}{2} \left(\ln \frac{M_0}{M_1} \right)^2 + \rho,$$

где M_2 — масса взорв. газа, c — его скорость, M_1 — масса ракеты и ρ — исчезнувшая бесполезно энергия. $M_0 = M_2 + M_1$. Чему равно ρ ?

Константин Эдуардович ответил письмом от 28 сентября:

«Москва, 1-я Гражданская, д. 8, кв. 4, Д. Блохинцеву.

По таблице Вы видите, что только часть энергии газов передается ракете (не более 60%). Остальная часть остается у движущихся продуктов горения. Скорости этих выбрасываемых частиц (абсолютные, не относительно ракеты) в каждый момент различны. Интеграл их кинетической энергии и составляет пропавшую часть — не меньшую 30%.

Я предупреждал читателя, что рассуждения о причине — философия отчасти, и потому доказать ее строго научно невозможно. Очень благодарен Вам за письмо, я перечитал его раз десять и еще буду читать. Оно послужит мне материалом для других работ. Субъективны не космос и причина, а представления о них. Поговорим, вероятно еще о В. письме. С совершенным уважением. К. Циолковский».

Обещанный «разговор» состоялся в брошюре К. Э. Циолковского «Образование солнечных систем и споры о причине космоса», вышедшей в Калуге в том же 1925 году. Возникшая у нас дискуссия отражена в ней так:

Д. Б. (из моего следующего письма): «Из Вашей же книжки видно, что причина имеет мало общего с космосом, и я ничего против этого не имею. Но Вы отнимаете от нее материальность, с чем я, как материалист, примириться не могу. Непонятно также, как Вы можете ей приписывать свойства космоса, хотя бы и в высшей степени, раз она нематериальна».

Ответ (К. Э. Циолковского):

«Дело не в материальности и не в обратном. Вы можете основу Вселенной и ее причины называть энергией (как Освальд), материей (как Бюхнер), мыслью (как Платон). Тут разница в словах, а космос остается космосом, с его законами, определенными наукой. Суть в том, что мы на основании

фактов должны признать за причиной свойства творимого в высшей степени плюс нечто, не имеющееся во Вселенной.

Вас смущает субъективность таких слов, как скромность, разум, доброта и т. п. Но ведь все, исходящее от человека, субъективно; конечно, и его понятия о причине. Только самая сущность мира и его причины — не субъективность. Эти понятия представляют сложные продукты Вселенной. Человек не может без них обойтись, пока он Человек. Надо помнить изречение одного из героев Чехова: все относительно, приблизительно и условно.

Так, абсолютная (и это понятие условно) величина космоса может быть известна и приравнена к нулю и к бесконечности, смотря по тому, с чем мы ее сравниваем. Она может быть просто пылинкой в сравнении с ее причиной, как одна бесконечность может быть нулем по сравнению с другой, высшей. Эта высшая также нуль по отношению к третьей, еще более высокой. Вспомните прогрессирующие математические ряды».

Теперь я глубже понимаю Циолковского, чем в те юношеские годы, и менее готов с ним спорить: для меня он явился откровением, и поэтому спор с ним был бы с моей стороны кощунством. Теперь я понимаю, почему, обосновывая необходимость понятия о причине космоса, К. Э. Циолковский, споря с теми, кто отождествляет причину космоса с самим космосом, с самой Вселенной, говорит:

«...Но тут возникают вопросы: отчего Вселенная дала добро, а не зло, отчего она такая, а не другая? Ведь можно вообразить другой порядок, другое строение, другие законы природы!»

(Добавим от себя: Вселенная могла бы и не существовать.)

К. Э. Циолковский верил в то, что «величайший разум господствует в космосе, и ничего несовершенного в нем не допускается».

Он приписывает причине космоса многие антропоморфные черты. Поэтому его понятие о «причине» во многих отношениях не менее наивно, нежели понятие о боге в большинстве религий. Это несколько шокирует меня и сейчас, но несущественно: есть понятия, для выражения которых не хватает слов. Разумнее говорить о боге как об интегральном символе всего благонамеренного к человеку, и о сатане — как о символе всего недоброжелательного, античеловеческого. Так или иначе важна глубокая вера Циолковского в разумное устройство мира, в его гармонию и его благонамеренность по отношению к человеку, ко всему живому.

Циолковский правильно отмечает, что человек не может обойтись без понятия о причине космоса и без веры в ее благонамеренность, «пока он Человек». Причина космоса непостижимо превосходит сам космос и составляет его тайну, но она благонамеренна.

Это убеждение в красоте и гармонии мира, в благонамеренности его тайны оставляет и теперь меня поклонником идей Циолковского, его мировоззрения: именно он впервые приобщил меня к пониманию величия мира.

Позже я узнал, что это же отношение к миру украсило жизнь и другого замечательного человека — П. Кропоткина, который писал:

«...Я увлекся, в особенности в последний год пребывания в корпусе, чтением по астрономии. Никогда не прекращающаяся жизнь Вселенной, которую

я понимал как жизнь и развитие, стала для меня неистощимым источником поэтических наслаждений, и мало-помалу философией моей жизни стало сознание единства Человека с природой, как одушевленной, так и неодушевленной».

В юности я со своим товарищем сделал самодельный телескоп. В морозные ночи, восхищенные зрелищем, мы ловили дрожащие звезды и спокойные планеты.

Головокружительно сокращались расстояния. Редели звезды. Мы как бы влетали в космос, устремленные то к Луне, то к Марсу. Границы, отделявшие нас от мира, становились зыбкими, и мы чувствовали музыку небесных сфер, от которой захватывало дух и сладко щемило сердце. Прошло много лет. Увлечшись физикой, я оставил ракеты. Памятью о них сохранились письма К. Э. Циолковского, мои протоколы, чертежи 1923–1925 годов.

Но никогда не покидало меня чувство высокой радости от созерцания ясного ночного неба, и никогда не забывал я романтическую марсианку Аэлиту...

ВСТРЕЧА С ГЛАВНЫМ КОНСТРУКТОРОМ

С людьми, продолжавшими работать над ракетами, мне не пришлось встретиться до открытия космической эры. Мы не знали друг друга, и пути наши не пересекались.

Аэлита вновь позвала меня в разгар великой атомной эпопеи.

У меня сохранились давнишние расчеты ракеты, движимой энергией радия. Но почему бы не использовать могучую энергию урана, ту самую, что привела в движение турбину первой в мире атомной электростанции?

Принципиальная возможность была ясна — практическая реализация требовала огромной работы, начиная от выбора варианта до испытаний образцов двигателей... Эта работа была, конечно, не под силу одному человеку.

Вспоминаю эпизод... Из-за стола встает человек среднего роста, плотный, с широко и глубоко посаженными темными глазами. Казалось, он смотрит откуда-то издалека, со стороны, спокойным умным взглядом. Что же он скажет? Он возражает: «параметры неутешительны».

Он берет логарифмическую линейку, что-то вычисляет...

«Расчет тоже неверен...»

«Позвольте, в чем же? Я знал эту формулу еще в четырнадцать лет! Я не мог ошибиться. В Вашем утверждении какое-то недоразумение...»

В садике роз, перед большим зданием, я попрощался с ним:

«До свидания, “могильщик” атомной энергии».

Он: «До свидания, “марсианин”».

К счастью, это не было последним «прости». Позднее я встречал больше сочувствия, понимания и дружелюбия.

С гордостью за нашу науку и технику, за первых героев космоса он показывал мне тот обгоревший шарик, на котором возвратился на Землю Юрий Гагарин после своего исторического полета. Более того, он позволил мне залезть в него и в шутку сказал: «Хотите, и Вас запустим в космос, только не нервничайте и не дергайте вот эти красные ручки. Вас и так

вернем». Это было после полета Валентины Терешковой. «Ее полет произвел огромное впечатление на американцев. Они поняли, что раз мы решились отправить в космос женщину, значит, наши корабли очень надежны!» — сказал тогда Сергей Павлович Королев.

Большой болью отзывалась его преждевременная смерть. Он был на месте — энтузиаст, талантливый инженер, отличный организатор. Я всегда думаю, что время само выбирает себе людей для исполнения своих свершений.

КОСМИЧЕСКИЙ КОРАБЛЬ — ЗЕМЛЯ

Ночь. Я не могу оторваться от иллюминатора. Неведомая бездна океана сливается с чернотой неба. Оно заполнено тонкой пылью звезд. В этой космической пыли висит одинокий, ослепительно светлый диск Луны. Я не вижу и не чувствую никаких расстояний. Пустыня космоса. В пустыне маленький самолет, и в нем несколько десятков людей, объединенных общей судьбой. Тогда родилось то, о чем хотелось сказать людям нашей Земли. И случай пришел.

Январь 1969 года. США, Майами, Рочестер. Огромный банкетный зал заполнен учеными, собравшимися на конференцию по физике высоких энергий. Среди всех — знаменитые Дирак, Вигнер, Уиллер, Теллер, Корсуногло, Зварыкин. Стол спикеров. Скудная речь председателя атомной комиссии, какие-то еще профессиональные речи с шутками на тему о квантовой механике... И вот моя очередь. Я знал — скуку не простят. Еще в большей степени не простят мне, представителю Советского Союза, пустоту.

«Леди и джентльмены!

Прежде всего я хотел бы поблагодарить наших хозяев, и особенно профессора Р. Маршака, за исключительно теплый прием, оказанный нашей советской делегации. Сейчас, когда конференция подходит к концу, мы сознаем, что узнали много новых вещей и что эта конференция — новый шаг в нашем проникновении в загадочный мир частиц. Мы надеемся и в будущем иметь много подобных встреч, которые помогут нам открыть и понять новые вещи и идеи.

Но эти встречи имеют и другую сторону. Здесь я прочел в газетах: «Физики игнорируют напряженность в мире». Я думаю, что иного от настоящих ученых трудно было бы и ожидать. Это объясняется тем, что наша планета становится все меньше и меньше: в 1957 году нам потребовалось около 20 часов, чтобы долететь до вашего континента. Сейчас потребовалась только половина этого времени. И я думал в самолете, что мы, все люди этой планеты, не что иное, как пассажиры маленького космического корабля, летящего в темном и мрачном пространстве. Я должен напомнить Вам, что никто не знает ответа на такой простой вопрос: откуда и куда мы летим. Глупо и безрассудно ссориться в этой ситуации. Я могу Вас уверить, что наш народ, строящий новое общество, верит, что не только «существование», но и настоящая дружба между нашими народами реальны, возможны и необходимы. Поэтому я предлагаю тост за сотрудничество в развитии человеческого познания и за мир и дружбу в нашем космическом корабле, имя которому «Земля».

Так родилась «теория космического корабля».

На следующий день рочестерская газета сообщила: «Ведущий советский ученый сказал прошлым вечером, что «это полная бессмыслица и сумасшествие — ссориться народам мира. Доктор Дм. Блохинцев из Дубны вызвал произвольный взрыв аплодисментов в мировом обществе физиков своим замечанием. Его спич на обеде произвел такое впечатление, что Р. Маршак, президент конференции, и председатель Атомной комиссии Д. Коун попросили копии этого спича».

Вернувшись в Москву, я поклонился на площади Пушкина великому поэту за то, что он учил нас «глаголом жець сердца людей...»

ЗА ВЕЛИКИХ ЛЮДЕЙ НА МАЛЕНЬКОЙ ЗЕМЛЕ!

Путь в космос проложили русские люди. Им и первая слава! По нашему пути пошли американцы, представители других народов. И теперь, когда людям удалось увидеть этот корабль — Землю — издалека, мысль о малости Земли становится почти тривиальной. Известно, что командир «Аполлона-8» Фрэнк Борман, смотря на голубую Землю, сказал: «А ведь это совсем небольшой глобус». И он был прав. Она мала, наша планета, наш «Ноев ковчег», плывущий в потоке космического мрака, в неосязаемой пустоте.

Много, много на Земле еще «бесстрашных» людей, готовых взорвать наш космический корабль, лишь бы доказать правоту своей доктрины или преимущества своей «системы порядка».

Бесстрашных? Скорее, попросту безответственных, тупых и слепых.

Полет Юрия Гагарина, других космонавтов вокруг Земли, полеты «Аполлона» к Луне — великое достижение человеческого разума и человеческой воли. Их главное значение не в технических успехах и даже не в научных открытиях, а в той революции в головах, которая становится неизбежным следствием внедрения в психологию людей понимания малости земного шара, затерянности и одиночества его в космическом пространстве.

Ускорение полетов над Землей, переход к полетам на сверхзвуковых самолетах будут способствовать этой психологической революции...

Вспоминаются пророческие слова Тараса Шевченко, которые можно прочесть в Каневе, на его могиле:

«Великий Фултон! И великий Уатт! Ваше молодое, не по дням, а по часам растущее дитя в скором времени пожрет кнуты и короны, а дипломатами и помещиками только закусит... То, что начали во Франции энциклопедисты, то довершит на всей планете ваше колоссальное, но гениальное дитя. Мое пророчество несомненно».

Применяя эту замечательную мысль Т. Шевченко к нашему времени, следует сказать: «Сверхзвуковые самолеты, космические корабли, теле- и радиосвязь сметут преграды, разделяющие людей по их расовым, национальным и классовым признакам, по их религии или их лженауке.

Они сметут жрецов догматизма и человеконенавистничества. Всех тех, кто будет противостоять объединению людей на основе разума и понимания единства целей людей, обреченных скитаться в космосе на небольшом космическом корабле «Земля».

Мы раскрыватели тайн, мы будем заглядывать во все уголки Вселенной, чтобы узнать и понять. Наше знание нарастает со скоростью цепной реакции. Оно основа нашего могущества.

Но ощущение нашего родства со всей Вселенной, вера в ее одухотворенность и благонамеренность по отношению к человеку, преклонение перед ее гармонией и красотой всегда было и будет ничем не заменимым душевным богатством людей. Только такое взаимоотношение с окружающим миром способно дать человеку ощущение своей значимости, выходящей за пределы бессмысленной и скучной поденщины.

Отношение Циолковского к природе — это отношение почти (здесь я не побоюсь употребить это слово в положительном смысле) религиозное. Это преклонение.

Я и после встречался с другими такими же людьми. Я обещал рассказать только об одном человеке, но не удержался и вспомнил Королева. И теперь мне трудно удержаться, чтобы не напомнить имя еще одного человека, который оказал на меня очень большое влияние. Это Игорь Васильевич Курчатов.

В моем возрасте ясно видишь прошедшее и трезвее оцениваешь будущее. Поэтому я хочу пожелать молодежи держаться поближе к таким «флюоресцирующим» людям.

50 ЛЕТ СОВЕТСКОЙ НАУКИ*

Рождение нашего государства связано с именем Владимира Ильича Ленина. С его же именем связано и становление нашей науки. В самое трудное для страны время, в эпоху гражданской войны, в эпоху военного коммунизма Владимир Ильич Ленин постоянно уделял большое внимание науке.

Тогда речь шла о простом: сохранить ученых, помочь им. Максим Горький, насколько я знаю, принимал в этом деле самое активное участие. Была создана комиссия по содействию ученым, которая работала потом многие годы. Ее деятельность, конечно, была особенно важна в тот трудный для нас период.

В те же трудные времена началась организация институтов. Это мне кажется очень знаменательным и характерным для нашей страны. На моей памяти такое повторялось дважды, когда в трудное время предпринимался шаг, который мог бы показаться несвоевременным ни для становления нашей науки в те годы, ни для проблемы мирного использования атомной энергии в 1945–1966 гг.

В первые же годы Советской власти Лениным был выдвинут лозунг: «Социализм есть советская власть плюс электрификация всей страны». В то же очень тяжелое время создается и знаменитый план ГОЭЛРО, который как-то сразу открыл путь, перспективу для науки и техники. Начали создаваться институты. Вот те из них, которые мне ближе. ЦАГИ — Центральный аэрогидродинамический институт, сыгравший огромную роль в развитии нашей авиации и гидродинамической науки. В тот же период была создана Военно-воздушная академия имени Жуковского, которая имела не только чисто военное, но и большое техническое и научное значение.

Помню, когда я был подростком, в ЦАГИ мне приходилось иметь дело с аэросанями, мотоциклами — дело, как видите, стояло не на очень высоком уровне. Самолеты пошли уже несколько позднее.

В Ленинграде по инициативе Абрама Федоровича Иоффе был создан Физико-технический институт, создан Оптико-механический институт, в котором с самого начала работали такие люди, как Дмитрий Сергеевич Рождественский, Сергей Иванович Вавилов. Отсюда пошла вся наша оптическая промышленность. Был создан Радиевый институт, возглавляемый

* Фонограмма выступления на общем собрании ЛТФ ОИЯИ в 1967 г. Труды семинара, посвященного 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева (Дубна, 23 января 1983 г.). ОИЯИ, 85-570. Дубна, 1986. С. 18–20.

В.Г. Хлопиным. Работали в Ленинграде такие теоретики, как Яков Ильич Френкель, Александр Александрович Фридман, работы которого мы все знаем — они и сейчас имеют большое значение. На заводе «Светлана», где мне пришлось делать дипломную работу, была создана лаборатория под руководством С.А. Векшинского. Собственно, она была прекрасным исследовательским институтом, хотя и небольшим по тогдашним масштабам, но от которого пошла вся наша ламповая радиотехника. В частности, мне была поручена работа, в которой надо было узнать, чем покрыт волосок данной лампочки. Эта лампочка была единственной.

Тесная связь науки с техникой в то время была очень характерной чертой. Развивались физика твердого тела, теории электрического пробоя, тонкослойной изоляции, прочности, физика полупроводников и другие аналогичные направления. Это было естественно и находило отклик у ученых. Поэтому понимание техники и любовь к ней остались у многих людей того поколения. Впоследствии это оказалось очень важно. Такие люди, как Игорь Васильевич Курчатов, Анатолий Петрович Александров, возглавлявшие Институт атомной энергии, Исаак Константинович Кикоин и многие другие, кто вышел из Ленинградского физико-технического института, прекрасно понимали инженерное дело. Именно благодаря этому в военное и послевоенное время удалось решить, как вы знаете, очень важные для нашей страны проблемы. Замечу кстати, что ведь и первый наш Физический институт назывался физико-техническим. Из него вышли Харьковский физико-технический институт и ряд других.

Что происходило в Москве? Здесь центром были физический факультет МГУ и вновь созданный Физический институт. В отличие от Ленинграда, где обстановка была менее острой, в Москве произошло столкновение, разделение на группы: с одной стороны, 19-й век — Аркадий Климентьевич Тимирязев (сын «большого» Тимирязева, которого вы все хорошо знаете), Кастерин, Глаголева-Аркадьева, Яковлев, Млодзиевский, которые были явно воспитаны в традициях прошлого столетия; с другой — ученые нового, 20-го века, которых представлял Петр Петрович Лазарев (он был уже немолодой человек, биофизик), несколько позднее появились Сергей Иванович Вавилов, Леонид Исаакович Мандельштам, получивший образование в Европе, Игорь Евгеньевич Тамм, Борис Алексеевич Введенский и другие.

Кстати сказать, сам 19-й век был тогда очень близок. Даже поразительно, как близок. Например, недавно перелистывая Толстого, я обнаружил, что Константин Левин читал «Теплоту» Тендаля. Мы ведь тоже очень серьезно читали этот учебник; учились по учебнику Краевича, в котором об атомах говорилось так: на полутора страничках петитом излагалась атомная гипотеза. (Хорошо помню, что ударение стояло именно так!)

В этой связи веков были и положительные стороны. Вот что писал о себе Климент Тимирязев (старший Тимирязев): «Для меня лично наука была все. К этому чувству не примешивалось никаких соображений о карьере. Не потому, что я находился в особо благоприятных условиях. Нет, я сам зарабатывал на свое пропитание. Просто мысли о карьере, о будущем не было в голове. Слишком она была полна наукой».

Мне довелось встречать много таких людей. Например, Владимира Константиновича Аркадьева, его супругу Александру Андреевну Глаголеву-Аркадьеву. Мы у них начинали работать еще студентами. У нас было впечатление, что эти люди занимались наукой буквально как дети, т. е. искренне, увлеченно. Иногда они просто развлекались. Помню, они сами сделали рентгеновскую трубку. И для них было большим удовольствием показать студентам, что такое рентгеновская трубка: можно на нее положить руку и видеть все кости. Развлекались чувствительным пламенем, которое реагирует на звук. Конечно, это были просто развлечения. Но этими людьми, надо сказать, были сделаны очень хорошие работы по магнетизму, по спектру волн.

Так что если спросить, что было особо характерным для выдающихся людей того времени, я бы ответил: «Их принципы и их поступки не противоречили друг другу. Это, пожалуй, была наиболее характерная черта, которая приводила к некоторому равновесию между разумом и эмоциями...»

ИМПУЛЬСНЫЙ «БЫСТРЫЙ»*

В середине 50-х годов в Обнинске обсуждалось строительство реактора постоянного потока нейтронов для экспериментов в пучке нейтронов, в основном, для нейтронной спектроскопии. Этот реактор должен быть снабжен селектором для работы по «методу пролета».

Вся эта идея мне показалась весьма несуразной: строить реактор большой мощности и затем использовать лишь ничтожную часть этой мощности в виде коротких импульсов, посылаемых селектором — прерывателем пучка. Ведь при вращении селектора большую часть времени пучок перекрыт. Он открывается лишь на короткое время, пока щель пересекает пучок. А не разумней ли, осенила меня мысль, заставить работать реактор импульсами, периодически разжигая в нем цепную реакцию? Тогда отпала бы необходимость в селекторе, но самое главное преимущество заключалось бы в том, что реактор мог бы иметь совсем небольшую среднюю мощность и очень большую — в коротком импульсе, в течение которого и производится измерение.

Тогда я предложил идею построить реактор, в котором мощность в импульсах не уступала бы мощности самых мощных реакторов постоянного не импульсного действия — и который бы почти не расходовал дорогое атомное топливо — плутоний.

Механизм осуществления импульсов, предложенный мною, был крайне прост — модулирование реактивности предполагалось осуществить вращением диска, содержащего делящееся вещество (уран-235).

Отсюда и возникла конструкция такого реактора: он должен состоять из двух частей — основная часть его активной зоны А должна быть неподвижной, другая часть, Б, закрепляться в быстро вращающемся диске — роторе. Когда Б при вращении ротора проходит мимо А, реактор становится сверхкритичным, в нем развивается мощная цепная реакция, которая, однако, тотчас же затухает, поскольку Б удаляется от А.

Эта идея очень понравилась участникам дискуссии. Мы начали подробные расчеты. Реактор назвали «Импульсный быстрый реактор» (ИБР).

Была разработана теория этого реактора в Физико-энергетическом институте, в отделе А. И. Лейпунского, талантливым, рано ушедшим из жизни физиком И. И. Бондаренко. Группа О. Д. Казачковского взяла на себя разработку конструкции реактора, системы управления им, аварийной защиты, необходимые физические расчеты. Не обошлось и без содействия нашего тех-

* Газета «Вперед» (г. Обнинск) от 11 января 1983 г.

нолога В. А. Малых, который разработал способ крепления урана в стальном вращающемся диске. Сам диск и система его привода были разработаны под руководством выдающегося инженера Г. Е. Блохина.

В 50-е гг. передний фронт физики перемещался из области ядерной физики в физику элементарных частиц. В это время И. В. Курчатов обратился ко мне с предложением принять на себя новую обязанность — пост директора Международного института, который по инициативе нашего правительства решили создать в Дубне. Были поддержаны мои предложения создать в Дубне две лаборатории: нейтронной физики и теоретической физики, а также построить в Дубне импульсный реактор на быстрых нейтронах (ИБР-1). Так реактор ИБР-1 я принес в ОИЯИ с собою в качестве «приданого».

Здесь уместно вспомнить, что руководство Государственного комитета по атомной энергии намечала строить в ОИЯИ реактор постоянного потока, большой мощности, для технических целей. Это предложение казалось мне несостоятельным, так как физики Дубны имели совсем другой профиль работы — их интересы концентрировались в области элементарных частиц. Для плодотворной работы по прикладной ядерной физике и ядерной технологии требовались модели другого профиля. Более того, потребовались бы совсем новые лаборатории («горячая», химическая, технологическая и т. п.). В сущности, надо было бы заново создавать нечто, подобное ФЭИ. Это совсем не укладывалось в реальные возможности нового института, который был предназначен, в основном, для исследований в фундаментальной науке.

Вот тут-то и родилась у меня мысль: вместо сооружения в новой нейтронной лаборатории мощного дорогостоящего, трудного в эксплуатации реактора постоянной мощности, установить импульсный реактор на быстрых нейтронах (ИБР-1), разрабатываемый нами в Обнинске, в Физико-энергетическом институте.

Мое предложение о строительстве ИБР было поддержано И. В. Курчатовым и принято руководством ГКАЭ в 1956 г. Реактор ИБР-1 был дополнен инжектором, тем самым существенно расширялись его возможности в области нейтронной спектроскопии.

23 июня 1960 года импульсный реактор ИБР-1 был запущен. Возглавляемая мной бригада по созданию и пуску ИБР-1 в основном состояла из сотрудников ФЭИ. Я был счастлив работать с обнинцами, в атмосфере живого интереса, самоотверженного труда и дружбы, что позволило создать и запустить ИБР-1 в рекордно короткий срок.

Реактор ИБР-1 совершенно необычен и по внешнему виду, и по существу. Внешне он больше похож на мощный вентилятор, чем на реактор. По существу, это аппарат, производивший маленькие атомные взрывы. Тысячи раз в минуту.

Опыта управления таким реактором еще не было, и нужно было проявить большую осторожность, чтобы изучить все его повадки. Нас беспокоили отклонение хода реакции, опасность перехода из микромира в макромир. Одно время казалось, что умопомрачительный хаос микромира вот-вот ворвется в мир порядка, в макромир, и разрушит наши планы, а может быть, и нас самих. Беспокойно метались зеленые линии осциллографа: не было и следа

закономерности. Тогда я подумал о том, что, живи мы в микромире, наши нервы не выдержали бы подобного хаоса. Мы нуждаемся в некотором порядке: на Земле, в море, в атмосфере и в обществе. Ни одно живое существо не в состоянии выдержать слишком частых и резких перемен. Но все обошлось: с ростом средней мощности реактора законы больших чисел взяли свое — случайные отклонения стали относительно меньше, реакции стали спокойнее. Атомный котел стал управляем.

Да, ожил тяжелый металл, и теперь рвется самое сердце атомов. Сотни, тысячи, миллиарды нейтронов рождаются и вновь захватываются в ничтожные доли секунды: цепная реакция продолжается. Обуздан неистовый атом плутония.

Впервые в мире реактор заработал в сверхкритическом режиме. Мы как бы дразнили прирученную атомную бомбу тысячи раз в минуту. Огоньки пересчетки, красная линия самописца. Пулеметная трескотня анализаторов и ползущая лента тысяч чисел.

Позднее, вечером, пустили реактор на полную мощность. Набрали первый киловатт-час и пошли всей бригадой купаться на Волгу.

В эту теплую ночь впервые в Дубне рвались на части ядра плутония, которым был заряжен реактор.

Позднее реактор был усовершенствован, дополнен электронным ускорителем — микротроном. Это позволило сделать его импульсы значительно короче. Вместо десятков микросекунд только несколько микросекунд. Тем самым крайне повысилась точность измерений. Была поднята и его средняя мощность, сначала до нескольких киловатт, а позднее, в результате существенной реконструкции, она была доведена до 30 кВт (ИБР-30). В отдельных импульсах его мощность достигала огромных значений — десятков тысяч киловатт.

Реактор типа ИБР доказал свою управляемость и надежность. Он показал, что импульсный источник нейтронов является отличным орудием для разносторонних исследований по строению ядра, физики деления, физики реакторов, по изучению твердых и жидких тел и самого изучения нейтрона как элементарной частицы. На нем было выполнено большое число физических исследований с активным участием наших коллег из всех социалистических стран. Эти исследования позволили полнее представить себе структуру атомного ядра и изучить типы реакций. Были получены новые данные о структуре твердых и жидких тел; сотрудники ФЭИ уточнили важнейшее — коэффициент воспроизводства атомного топлива в реакторах-размножителях на быстрых нейтронах.

Позднее под моим научным руководством разработан проект более мощного импульсного реактора (ИБР-2), сооруженного и запущенного в 1977–1978 гг. в Дубне. Средняя мощность его превзойдет среднюю мощность ИБР-30, а в отдельных импульсах она возрастет до колоссальных значений — около 700 000 кВт! Пуск этого реактора дает новые возможности международному коллективу ученых Объединенного института ядерных исследований для изучения атомного ядра, элементарных частиц и структуры твердых и жидких тел.

Следуя опыту дубненских и обнинских ученых, реакторы типа ИБР сооружаются сейчас в Японии и Индии.

Датский физик Нильс Бор, посетивший Дубну, и, в частности, Лабораторию нейтронной физики, очень заинтересовался простотой идеи, положенной в основу периодически действующего импульсного реактора, и сказал: «Я восхищен мужеством людей, решившихся на сооружение такой замечательной установки!»

ЗАРУБЕЖНЫЕ НАУЧНЫЕ КОМАНДИРОВКИ Д. И. БЛОХИНЦЕВА

Год, месяц	Страна, город	Название мероприятия (конф.), цель участия и тема выступления (доклада)
1955, август	Швейцария, Женева	Зам. руководителя советской делегации на Первой Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, доклад Д. И. Блохинцева «Первая атомная электростанция СССР и пути развития атомной энергетики»
1955, август	Англия	Участие в Международной конференции по физике частиц высоких энергий
1956, июнь	Швейцария, Женева	Руководитель советской делегации ученых на симпозиуме ЦЕРН по ускорителям высоких энергий и пионной физике. Доклад «Об образовании мезонов в соударениях нуклонов высоких энергий»
1957, май	ЧССР, Прага	Участие в праздновании 250-летия Высшей технической школы в Праге. Присвоение Д. И. Блохинцеву звания Почетного доктора технических наук Высшей технической школы. Выступил с докладом «Мирное применение атомной энергии»
1957, июнь	ПНР, Варшава, Краков	Посещение институтов ядерных исследований в Варшаве и Кракове, выступление с докладами на научных семинарах
1957, декабрь	США, Стенфорд	Участие в Стенфордской конференции по размерам ядер. Доклад «О структуре нуклонов»
1958, июнь—июль	Швейцария, Женева	Участие в Международной конференции по физике частиц высоких энергий. Доклад «Упругое рассеяние и внутренняя структура элементарных частиц»

Год, месяц	Страна, город	Название мероприятия (конф.), цель участия и тема выступления (доклада)
1958, декабрь	ВНР	Поездка в Венгрию по приглашению Венгерской академии наук
1959, апрель,	СРР	Поездка по приглашению Академии Румынии для выступления с лекциями
1959, сентябрь	КНР	Ознакомление с университетами КНР и чтение лекций об исследованиях, проводимых в Объединенном институте ядерных исследований
1960, август	США, Рочестер	Руководитель делегации ОИЯИ на Международной конференции по физике частиц высоких энергий. Доклад «Новый функциональный метод в теории поля»
1960, сентябрь	США, Беркли	Участие в Международной конференции по приборам в физике частиц высоких энергий
1961, июнь	Швейцария, Женева	Участие в конференции по теоретическим вопросам физики сверхвысоких энергий. Избран вице-президентом Международного Союза чистой и прикладной физики (ИЮПАП) при ЮНЕСКО
1961, сентябрь	НРБ, София	Доклады на научных семинарах и лекции о теоретических работах, ведущихся в ОИЯИ
1961, октябрь	Австрия, Вена	Участие в сессии Исполкома ИЮПАП
1962, июль	Швейцария, Женева, Франция, Париж	Участие в Международной конференции по физике высоких энергий. Доклад «Нелинейная теория скалярного поля»
1962, декабрь	ГДР, Берлин	Посещение научных центров, чтение лекций, обсуждение вопросов сотрудничества
1963, январь	Индия, Бомбей	Участие в сессии Исполкома ИЮПАП
1963, сентябрь	ПНР, Варшава	Участие в сессии Исполкома ИЮПАП
1964, июль	Франция, Париж	Участие в Международном конгрессе по ядерной физике, посвященном 30-летию открытия искусственной радиоактивности
1964, октябрь	ФРГ, Франкфурт-на-Майне	Участие в сессии Исполкома ИЮПАП

Год, месяц	Страна, город	Название мероприятия (конф.), цель участия и тема выступления (доклада)
1965, октябрь	Швеция, Стокгольм	Участие в сессии Исполкома ИЮПАП
1966, июль	ВНР, Будапешт	Обсуждение вопросов научного сотрудничества, чтение лекций, выступление на семинарах
1966, сентябрь	США, Беркли	Руководитель советской делегации на XIII Международной конференции по физике высоких энергий. Выступление в дискуссии по докладу М. Фруассара
1966, сентябрь	Швейцария, Базель	Участие в работе Генеральной ассамблеи ИЮПАП, избран Президентом ИЮПАП
1967, май	Италия, Триест	Чтение лекций. Доклад в Международном центре теоретической физики в Триесте «О макроскопической причинности»
1967, октябрь	Франция, Гренобль	Участие в сессии Исполкома ИЮПАП
1968, май	НРБ, Варна	Участие в Международном семинаре по теории элементарных частиц. Доклад «Почти локальная матрица рассеяния»
1968, август, сентябрь	Австрия, Вена, Семмеринг	Участие в XIV Международной конференции по физике высоких энергий и Международном семинаре по перспективам физики высоких энергий
1968, октябрь	ГДР, Берлин	Вручение диплома Почетного доктора математики и естествознания Университета им. Гумбольдта
1969, январь	США, Корал-Гейблс, Альбукерк	Участие в Международной конференции по фундаментальным взаимодействиям при высоких энергиях. Доклад «О простых релятивистских моделях адронов». Участие в Симпозиуме по импульсным реакторам
1969, сентябрь	СФРЮ	Участие в сессии Исполкома ИЮПАП. Участие в качестве председателя и докладчика на Международной школе физиков в Герцог-Нови
1970, июль	Швейцария, ЦЕРН	Обсуждение вопросов сотрудничества между ЛТФ ОИЯИ и Отделом теоретической физики ЦЕРН, чтение лекций по теоретической физике

Год, месяц	Страна, город	Название мероприятия (конф.), цель участия и тема выступления (доклада)
1970	Австрия, Вена	Участие в заседании научно-консультационного комитета при Генеральном секретаре ООН. Доклад в МАГАТЭ «Ленин в физике»
1970, сентябрь	Испания, Барселона	Участие в Генеральной ассамблее Международного совета научных союзов в качестве члена делегации ученых АН СССР
1970, октябрь	ГДР, Берлин, Халле	Участие в заседании АН ГДР «Леопольдина»
1971, март	США, Нью-Йорк	Участие от АН СССР в работе научно-консультационного комитета при Генеральном секретаре ООН
1971, сентябрь	Швейцария, Женева	Участие в работе IV Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (доклад «Особенности конструкции и оптимизация модулятора реактивности реактора ИБР-2»), Международного семинара по перспективам развития физики высоких энергий и Совещания научно-консультативного комитета ООН
1972, май	Италия	По приглашению Президента Академии наук Деи Линчеи посещение институтов физики и университетов в Риме, Фраскати, Триесте, Неаполе, Турине, чтение лекций по физике элементарных частиц, обсуждение планов дальнейшего сотрудничества
1972, октябрь	ГДР, Берлин	Чтение лекций по теоретической физике и обсуждение вопросов сотрудничества
1973, январь	США, Корал-Гейблс	Участие в Международной конференции по фундаментальным взаимодействиям. Доклад «Геометрия и физика элементарных частиц»
1973, июнь	ВНР	По приглашению Атомного комитета ВНР. Чтение лекций, обсуждение научных планов и вопросов сотрудничества
1974, сентябрь	СРР, Бухарест	По приглашению Атомного комитета СРР. Чтение лекций, обсуждение научных планов и вопросов сотрудничества

Год, месяц	Страна, город	Название мероприятия (конф.), цель участия и тема выступления (доклада)
1974, сентябрь	НРБ, Варна	Участие в Международной конференции по физике высоких энергий. Доклад «Существенно нелинейные поля и поляризация вакуума»
1975, сентябрь	Франция, Париж, Орсэ, Гренобль	Посещение научных центров, обсуждение вопросов теоретических и экспериментальных исследований в области физики высоких энергий, чтение лекций по структуре теории поля и нелинейной и нелокальной теориям
1976, январь	Япония, Токио	Участие в Международной конференции по нейтронной физике (проектирование, эксплуатация и применение импульсных реакторов)
1977, май	ЧССР, Прага, Братислава	Обсуждение вопросов сотрудничества и выступления на научных семинарах
1978, август	Япония, Токио	Участие в составе делегации ОИЯИ в XIX Международной конференции по физике высоких энергий. Председатель секции «Адронная спектроскопия и динамика сильных взаимодействий». Доклад «Флуктоны и передача большого импульса сложным системам»
1978, октябрь	ГДР, Райн- хардсбрунн, Берлин	Участие в работе Международного семинара по физике элементарных частиц; доклад «Кварки в квантованном пространстве». Чтение лекций в Университете им. Гумбольдта о проблемах пространства и времени в микромире

ОСНОВНЫЕ ДАТЫ ЖИЗНИ И ДЕЯТЕЛЬНОСТИ Д. И. БЛОХИНЦЕВА

1908, 11 января	Родился в Москве в семье студента Петровской сельскохозяйственной академии.
1925	Окончил Московский промышленно-экономический техникум.
1925–1926	Старший рабочий треста «Азвин», Москва.
1925	Переписка с К. Э. Циолковским.
1926–1930	Студент физического факультета Московского государственного университета.
1930–1933	Аспирант научно-исследовательского института физики (НИИФ) при МГУ по специальности «теоретическая физика».
1932	Первая научная публикация (совместно с И. Е. Таммом) «О работе выхода электронов из металла».
1933–1935	Старший научный сотрудник НИИФ МГУ и преподаватель физического факультета МГУ (курс квантовой механики).
1934	Защита кандидатской диссертации на тему «Некоторые вопросы теории твердых тел и в особенности металлов».
1934–1936	Преподаватель Академии пищевой промышленности, Москва (по совместительству).
1935	По результатам защиты кандидатской диссертации присуждена степень доктора физико-математических наук.
1935–1979	Профессор физического факультета МГУ.
1935–1937	Профессор, заведующий новой кафедрой теоретической физики физико-математического факультета Саратовского государственного университета.
1935–1950	Старший научный сотрудник Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР (основная работа).
1938–1940	Консультант Института физики, г. Киев.
1938	Избран членом-корреспондентом АН УССР.

1944	Вышла в свет книга «Введение в квантовую механику» — первый университетский учебник по квантовой механике.
1945	Награжден орденом Ленина.
1946–1979	Член редколлегии журнала УФН.
1947–1950	Сотрудник 9-го Управления МВД СССР (лаборатория «В», работы по атомной проблеме).
1949–1979	Заведующий кафедрой «Физика атомного ядра» физического факультета МГУ.
1950–1956	Директор лаборатории «В», преобразованной впоследствии в Физико-энергетический институт (г. Обнинск), руководство работами по созданию первой в мире атомной электростанции.
1952	Присуждена Государственная премия первой степени за университетский учебник «Основы квантовой механики». Награжден орденом Ленина.
1954	Награжден орденом Ленина. Награжден орденом Трудового Красного Знамени.
1955	Доклад на Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева).
1956	Присвоено звание Героя Социалистического Труда. Награжден орденом Ленина.
1956–1965	Первый директор Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.
1957	Присуждена Ленинская премия (авторскому коллективу: Блохинцев Д. И., Доллежалъ Н. А., Красин А. К., Малых В. А.) за создание первой атомной электростанции в СССР.
1957	Избран почетным доктором технических наук Высшей технической школы в Праге.
1958	Избран членом-корреспондентом АН СССР.
1959	Избран почетным доктором Лейпцигского университета.
1960	Избран почетным членом Венгерской академии наук.
1960–1979	Научный руководитель работ по проектированию и созданию первых в мире импульсных реакторов на быстрых нейтронах ИБР-1 (1960 г.) и ИБР-2 (1979 г.).
1961	Присуждена первая премия ОИЯИ за цикл работ «Физика слабых взаимодействий при высоких энергиях» (в составе авторского коллектива совместно с М. А. Марковым и Б. Понтекорво).

1961	Организация филиала НИИЯФ МГУ в Дубне (совместно с академиками В. И. Векслером и С. Н. Верновым) с целью приближения учебного процесса к научным исследованиям.
1961–1966	Вице-президент международной организации «Союз чистой и прикладной физики при ЮНЕСКО».
1964–1979	Организация регулярных международных совещаний по квантовой теории поля.
1965	Избран членом академии «Леопольдина». (ГДР).
1965–1979	Директор Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.
1966–1969	Президент международной организации «Союз чистой и прикладной физики при ЮНЕСКО».
1967	Член Научно-консультационного совета при Генеральном секретаре ООН.
1969	Избран почетным доктором Университета им. Гумбольдта (ГДР). Награжден Почетной грамотой Всемирного совета мира.
1970	Награжден орденом Кирилла и Мефодия первой степени (НРБ).
1971	Присуждена Государственная премия (в составе авторского коллектива) за цикл работ «Исследовательский реактор ИБР и реактор ИБР с инжектором».
1977	Награжден орденом Октябрьской Революции.
1979, 27 января	Скончался в г. Дубне Московской обл.
1996	Присуждена (посмертно) Премия правительства Российской Федерации в области науки и техники (в составе авторского коллектива) за работу «Высокопоточный импульсный исследовательский реактор ИБР-2».
2000	Учреждена стипендия имени Д. И. Блохинцева для студентов физического факультета МГУ.

Д. И. Блохинцев был членом Научно-технического Совета Госкомитета Совета Министров СССР по использованию атомной энергии, членом комитета по Ленинским и Государственным премиям СССР в области науки и техники при Совете Министров СССР, членом Советского Комитета защиты мира.

Часть V

ВОСПОМИНАНИЯ О Д. И. БЛОХИНЦЕВЕ

42

РЕЧЬ НА МИТИНГЕ, ПОСВЯЩЕННОМ ОТКРЫТИЮ МЕМОРИАЛЬНОЙ ДОСКИ Д. И. БЛОХИНЦЕВУ НА ЗДАНИИ ЛТФ ОИЯИ 11.01.1984

Н. Н. Боголюбов

Товарищи!

Сегодня мы собрались здесь, чтобы в торжественной обстановке открыть на здании Лаборатории теоретической физики ОИЯИ мемориальную доску с барельефом выдающемуся советскому ученому, Герою Социалистического Труда, лауреату Ленинской и Государственных премий, члену-корреспонденту АН СССР Дмитрию Ивановичу Блохинцеву.

Здесь, в этом здании в течение последних пятнадцати лет своей жизни Дмитрий Иванович работал, возглавляя интернациональный коллектив теоретиков ОИЯИ.

Имя Дмитрия Ивановича Блохинцева неразрывно связано с развитием и успехами советской физики, с историей мирного атома, с разработкой методологических и философских проблем науки. В годы бурного развития советской атомной физики и ядерной энергетики Дмитрий Иванович становится одним из активнейших создателей и организаторов этих новых тогда областей науки и техники. С его именем и трудами связана Первая атомная электростанция, сыгравшая огромную роль в деле мирного использования атомной энергии. Им впервые высказана идея создания импульсных реакторов на быстрых нейтронах,

С 1956 года вся многогранная научная и организационная деятельность Д. И. Блохинцева протекала в Дубне. Здесь в 1956 году Дмитрий Иванович был единогласно избран директором созданного тогда Объединенного института ядерных исследований, объединившего усилия стран социалистического содружества в области изучения микромира.

На этом посту с новой силой проявились замечательные качества этого выдающегося ученого и организатора науки. За период пребывания Дмитрия Ивановича на посту директора институт превратился в крупнейший научно-исследовательский центр, завоевавший своими исследованиями высокий авторитет и международное признание. Неоценим личный вклад Дмитрия Ивановича в физическую науку. Его выдающиеся работы в области кванто-

вой теории твердого тела, акустики и физики элементарных частиц вошли в сокровищницу мировой науки.

Огромную роль в воспитании молодого поколения советских физиков сыграли учебники и монографии Дмитрия Ивановича. Он заслужил любовь и глубокое уважение как замечательный педагог, открывший путь к самостоятельному творчеству многим известным ученым нашей страны.

Светлая память о Дмитрие Ивановиче Блохинцеве будет вечно жить в сердцах тех, кто знал его и работал вместе с ним.

ДМИТРИЙ ИВАНОВИЧ БЛОХИНЦЕВ — ОРГАНИЗАТОР И ПЕРВЫЙ ДИРЕКТОР ОИЯИ*

В. Г. Кадышевский

Открывая эту конференцию, я хотел бы прежде всего отметить, что Дмитрий Иванович сделал очень много еще до того, как организовал и возглавил ОИЯИ. Он был талантливым ученым и крупным специалистом как в фундаментальных, так и в прикладных областях физики, блестящим инженером, выдающимся организатором, осуществлявшим масштабные научно-технические проекты. Он был одним из организаторов и первым директором Физико-энергетического института в Обнинске, где была спроектирована и построена первая в мире атомная электростанция. Это было событие поистине всемирного значения, ибо впервые на практике была показана возможность и экономическая целесообразность получения электрической энергии на основе использования энергии расщепления атомного ядра.

Вспоминая о Дмитрии Ивановиче, невозможно следовать заранее подготовленному тексту, и, с вашего разрешения, я отвлекусь... Вспоминаю газеты июня 1954 года, пестрящие сообщениями о запуске первой в мире атомной станции в СССР. В то время я, окончив Суворовское училище, находился в военном лагере и планировал продолжать свое военное образование. Но эта информация так действовала на меня, что я понял: следует поступать только в Университет.

Позже на физфаке МГУ я посещал лекции Дмитрия Ивановича, которые всегда привлекали многих слушателей. В 1956 году, когда был организован ОИЯИ, один из преподавателей физфака сказал мне: «Попробуйте попасть в Дубну, Москва — это уже научная провинция». И я внял этому совету.

Попав в ОИЯИ, я общался с Д. И. Блохинцевым уже в начале своей работы, несмотря на то, что был тогда всего лишь молодым научным сотрудником. Изумляла широта научных интересов Дмитрия Ивановича: мировой авторитет в области акустики, квантовой механики, физики реакторов... Его знаменитый и популярный учебник по квантовой механике, изданный во время войны (1944 год) на плохой бумаге, выдержал затем 22 издания на 9 языках. Недавно побывавший в ОИЯИ профессор В. Блюм, зять знаменитого В. Гайзенберга, рассказывал мне, что Гайзенберг оценивал книгу Дмитрия Ивановича как один из лучших учебников по квантовой механике. Для

* Труды XII Международной конференции по избранным проблемам современной физики, посвященной 95-й годовщине со дня рождения Д. И. Блохинцева (1908–1979), Дубна, 8–11 июня 2003 г. Дубна: ОИЯИ Д1,2-2003-219, 2003. С. 17.

многих физиков эта книга до сих пор остается настольной: так много в ней ценного и важного для постижения квантовой механики.

Имя Блохинцева неразрывно связано с созданием в нашем Институте первых в мире импульсных реакторов (ИБР). Сегодня на его детище реакторе ИБР-2 ведутся интереснейшие эксперименты учеными из многих стран мира.

Велика заслуга Дмитрия Ивановича в подготовке научных кадров. С 1935 года он преподавал в МГУ, был неразрывно связан с этим университетом, где прочитал ряд фундаментальных курсов. Он же явился одним из инициаторов и организаторов филиала НИИЯФ МГУ в городе Дубне, где была освоена новая форма обучения студентов в тесной связи с научными исследованиями.

Давайте попробуем на этой конференции воссоздать образ Дмитрия Ивановича во всей его полноте. Ведь такие люди встречаются крайне редко, и память о них всегда живет с нами.

Д. И. БЛОХИНЦЕВ И ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ*

А. Н. Сисакян

Уважаемые коллеги, друзья. Позвольте мне начать свое короткое выступление с представления вам нескольких фотографий конца 50-х годов, сохранивших образ Дмитрия Ивановича Блохинцева вместе со всемирно известными физиками 20-го столетия.

Владимир Георгиевич в своем выступлении дал яркую характеристику деятельности Дмитрия Ивановича Блохинцева как первого директора ОИЯИ (1956–1965 гг.).

В 1965 г., оставив пост директора Института, он был избран директором Лаборатории теоретической физики, которую возглавлял до конца своей жизни (1979 г.). ЛТФ (также как и Лаборатория нейтронной физики) была создана при учреждении Объединенного института по личной инициативе Дмитрия Ивановича, руководить которой он тогда пригласил академика Н. Н. Боголюбова.

В соответствии со своим пониманием творческой деятельности ученого и роли науки в обществе, которые сформировались у него на огромном опыте работы над фундаментальными и прикладными проблемами физики, а еще в юные годы под влиянием личной переписки с К. Э. Циолковским, от которого он воспринял дух российской науки начала XX века, Д. И. Блохинцев стремился быть всегда в курсе всех научных достижений в физике, философии, других разделов науки, поощрять все новые и подчас нестандартные идеи и начинания, активно поддерживать творчество молодых исследователей.

Из личных научных достижений Дмитрия Ивановича напомним, прежде всего, получившие мировую известность работы по акустике неоднородной и движущейся среды. Дмитрий Иванович является автором концепции квантовых ансамблей, на основе которой им была дана объективная трактовка волновой функции и объяснение роли наблюдателя в квантовой механике. Впервые им была предложена идея учета взаимодействия электрона с собственным электромагнитным полем и качественное вычисление сдвига электронных уровней в атомах (1938 г.) — лэмбовский сдвиг, экспериментальное обнаружение которого и последовательный расчет были осуществлены лишь 10 лет спустя. В области прикладных исследований ему принадлежит идея

* Труды XII Международной конференции по избранным проблемам современной физики, посвященной 95-й годовщине со дня рождения Д. И. Блохинцева (1908–1979), Дубна, 8–11 июня 2003 г. Дубна: ОИЯИ, 2003. Д1,2-2003-219. С. 19.

создания импульсных реакторов и ее практическое осуществление — импульсные реакторы на быстрых нейтронах в ОИЯИ.

В 60-х–70-х годах вместе с Дмитрием Ивановичем активно работали в ЛТФ такие известные ученые как М. А. Марков (кстати — однокурсник Дмитрия Ивановича), А. А. Логунов, А. Н. Тавхелидзе, Д. В. Ширков, В. Г. Соловьев, ученый из Китайской Народной Республики Чжоу Гуан Чжао, И. Тодоров (Народная Республика Болгария), Нгуен Ван Хьеу (Вьетнам), А. М. Балдин, Я. А. Смородинский, молодые в то время: В. Г. Кадышевский, В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, С. С. Герштейн, Л. Д. Соловьев, В. И. Огиевецкий, С. М. Биленький, В. А. Мещеряков, Н. А. Черников и др. В начале 60-х годов, благодаря личным научным и дружеским контактам Дмитрия Ивановича с Виктором Вайскопфом, Генеральным директором ЦЕРН в то время, был установлен научный обмен между учеными ОИЯИ и ЦЕРН, что явилось важной вехой в развитии наших контактов с Европейской организацией ядерных исследований в Женеве.

Возглавляя Лабораторию теоретической физики, Дмитрий Иванович создал научную школу из молодых тогда его учеников (Б. М. Барбашов, Г. В. Ефимов, А. В. Ефремов, М. К. Волков, Г. И. Колеров, В. Н. Первушин, В. В. Нестеренко и др.), успешно работающую и поныне в области нелинейной и нелокальной квантовой теории поля и теории элементарных частиц.

К концу 50-х годов относятся два крупных достижения Дмитрия Ивановича Блохинцева. Во-первых, им было введено понятие унитарного предела. Во-вторых, в области ядерной физики им была выдвинута и разработана концепция флуктуации плотности ядерного вещества. Флуктоны Блохинцева позволили объяснить ряд загадочных тогда процессов при соударении протонов высоких энергий с ядром, например, обнаруженные еще в 1957 году группой М. Г. Мещерякова «дейтронные пики» в реакции квазиупругого рассеяния протонов на ядрах.

Понятие флуктонов нашло наиболее яркое подтверждение через 20 лет, когда в реакциях с релятивистскими ядрами были зафиксированы так называемые кумулятивные частицы. Еще одно подтверждение этой идеи было получено в эксперименте НА-4 в ЦЕРНе по глубоко-неупругому рассеянию мюонов на ядрах и в рождении кумулятивных протонов нейтринным пучком в Институте физики высоких энергий в Протвино. Это новое направление исследований — релятивистская ядерная физика, сейчас успешно развивается как у нас в Институте, так и в других ядерных центрах мира, но уже на основе многокварковой интерпретации флуктонов (С. Б. Герасимов, А. В. Ефремов, В. К. Лукьянов, А. И. Титов, В. Д. Тонеев, С. М. Елисеев и др.).

В эти же годы Д. И. Блохинцев исследует на основе оптической эikonальной модели структуру нуклонов и приходит к выводу о необходимости ее разделения на центральную и периферическую части, делает заключение о доминирующей роли в процессах рассеяния периферических соударений.

В теории множественного рождения частиц он показывает явные противоречия между гидродинамическим подходом и основными принципами квантовой механики. Эта несовместимость гидродинамики с квантовыми законами

микромира все больше проявляется сейчас по мере расширения корреляционных и спиновых измерений в физике высоких энергий (А. В. Ефремов, О. В. Теряев, С. В. Голоскоков и др.). Я хотел бы с благодарностью отметить, что и в своей научной деятельности, начиная с конца 60-х годов, я испытывал влияние идей Дмитрия Ивановича, в т. ч. его воззрений на процессы множественного рождения частиц.

Творческая активность Дмитрия Ивановича, охватывавшая широкий диапазон проблем физики и философии, не угасала до самых последних дней его жизни. Так одним из его последних исследований была задача объяснения аномально малого времени удержания ультрахолодных нейтронов (УХН), для решения которой он предложил простой физически ясный механизм нагревания ультрахолодных нейтронов водородом, адсорбированным поверхностью сосуда, в котором находятся УХН. Этот механизм получил свое экспериментальное подтверждение в опытах по температурной зависимости времени хранения УХН.

Особо следует отметить исключительную заслугу Д. И. Блохинцева в деле подготовки и воспитания молодого поколения ученых-физиков во многих странах-участницах ОИЯИ и, прежде всего, в Советском Союзе. Будучи с 1935 года профессором физического факультета Московского университета, он за время своей долгой преподавательской деятельности прочитал целый ряд фундаментальных теоретических курсов. Среди них особо следует выделить курс квантовой механики, начатый им еще в 1933 году. Созданный на основе этого курса университетский учебник «Основы квантовой механики» выдержал с 1944 года 22 издания у нас в стране и за рубежом. Как известно, В. Гейзенберг высоко ценил этот учебник, хотя и не разделял философскую трактовку квантовой механики, изложенную в книге. Дмитрий Иванович Блохинцев стоял у истоков создания ядерного отделения на физическом факультете МГУ. Первые три кафедры возглавили И. М. Франк, В. И. Векслер и Дмитрий Иванович. Д. И. Блохинцев и В. И. Векслер в 1960 году открывают в Дубне две новые кафедры физического факультета — «Теории атомного ядра» — зав. кафедрой Д. И. Блохинцев, и «Физики элементарных частиц», зав. кафедрой В. И. Векслер. Целью создания новых учебных кафедр в Дубне было обучение студентов старших курсов на базе ОИЯИ, привлечение в Дубну лучших студентов из вузов многих городов страны, подготовка кадров и для бывших социалистических стран. Эта идея Дмитрия Ивановича была активно поддержана Б. М. Понтекорво, который в 1966 году возглавил кафедру «Физики элементарных частиц» и был ее заведующим на протяжении почти 20 лет. Таким образом, Дмитрий Иванович продолжал заниматься учебным процессом в Дубне, в филиале НИИЯФ МГУ, наряду с созданием своей научной школы.

Здесь необходимо отметить интересную деталь: московская кафедра Блохинцева — «Физика атомного ядра» — некоторое время существовала одновременно с дубненской кафедрой «Теория атомного ядра», а затем эти кафедры объединились, и осталась лишь дубненская. В 1973 году кафедра Д. И. Блохинцева меняет название и становится кафедрой «Теоретической ядерной физики».

Формально филиал НИИЯФ МГУ был открыт в 1961 году. Но если посмотреть на документы, то станет ясно, что идея создания филиала пришла в Дубну вместе с создателями Объединенного института, потому как уже в 1956 году вышло распоряжение Совета министров об организации филиала физического факультета МГУ. В 1959 году вышло распоряжение о строительстве здания филиала в Дубне. Весной 1961 года здание было сдано в эксплуатацию. В это же время приказом по Министерству высшего и среднего специального образования РСФСР и приказом по МГУ утверждена структура и определены задачи филиала. Созданию филиала активно способствовали ректор МГУ Иван Георгиевич Петровский, директор НИИЯФ Дмитрий Владимирович Скобельцын. Но практическими создателями филиала являются, прежде всего, Дмитрий Иванович Блохинцев и Сергей Николаевич Вернов, который с 1960 года стал директором НИИЯФ и заведующим отделением, которое в 1960 году было переименовано в Отделение ядерной физики. Ясно, что для них создание филиала не было случайным и обособленным событием, а было совершенно естественным развитием процесса интеграции науки и образования.

Первого октября 1961 года в Дубне в филиале НИИЯФ МГУ начались занятия, приехали первые студенты. Д. И. Блохинцев и Б. М. Понтекорво часто встречались со студентами, приходили к ним в общежитие, принимали самое деятельное участие в устройстве студентов-выпускников на работу, в их дальнейшей научной карьере. Вместе с собственной увлеченностью наукой, вместе с такими человеческими качествами как честность, доброжелательность и чувство юмора, все это создавало неповторимый светлый образ кафедр (в филиале НИИЯФ МГУ), который, можно сказать, остался в памяти многих, если не всех выпускников.

Таким образом, созданием филиала было объединено получение образования в МГУ и научная деятельность в крупнейшем институте, ОИЯИ. Многие выпускники кафедры Блохинцева пополнили коллектив Лаборатории теоретической физики и успешно продолжают работать в ней, внося большой вклад в ее научные достижения. Среди них такие уже известные ученые, как В. Н. Первушин, Е. А. Иванов, Д. Ю. Бардин, В. В. Нестеренко, М. А. Иванов, В. В. Воронов, А. И. Вдовин и другие. Отмечу, что идея создания Университета в Дубне, а также Учебно-научного центра (УНЦ) в ОИЯИ — это тоже является развитием наследия Дмитрия Ивановича. Союз науки и университетского образования — идея, которая активно пропагандировалась в 50-е годы рядом выдающихся ученых, и в их числе Д. И. Блохинцевым, М. А. Лаврентьевым и другими.

Дмитрию Ивановичу был присущ дар предвидения в развитии науки. Он поддерживал и поощрял в ЛТФ ряд исследований, которые в то время нельзя было отнести к «модным» направлениям. Так, например, по его инициативе и активном участии многие годы организовывались международные конференции по нелокальной и нелинейной квантовой теории поля, и сегодняшняя конференция — это продолжение традиции. Это был период, когда квантово-полевые методы в физике элементарных частиц были почти преданы забвению. Теперь же они являются доминирующими, и современные

достижения в этой области получены в рамках этих подходов. Можно сказать, что этот акцент в исследованиях позволяет Лаборатории теоретической физики быть на передовых рубежах теоретико-полевых подходов в изучении квантовых закономерностей микромира и вносить достойный вклад в такие разделы теории как квантовая хромодинамика, теория релятивистских струн, суперсимметрия, космология и др. Дмитрий Иванович Блохинцев и Николай Николаевич Боголюбов оказали и продолжают оказывать влияние на дух научного демократизма не только в ЛТФ, но и во всем Институте и связанных с ним научных центрах.

Универсальность Дмитрия Ивановича проявлялась не только в научной деятельности, но и в эстетическом восприятии мира — он был оригинальным художником и поэтом. Его картины неоднократно демонстрировались на выставках, а их репродукции печатались в журналах. Его философская концепция выражена им в предисловии к книге «Основы квантовой механики», где мы находим: «Я всегда придавал большое значение методологии, без владения которой даже самый отличный ум приобретает оттенок ремесленничества», а в статье «Две ветви познания мира» («Техника — молодежи», 1982 г.) он писал: «Я верю в силу разума и возможность гармонии между ним и Природой. Нам нужна вера в благонамеренность Будущего, творимого человеком и природой, потеря такой веры означало бы увядание человеческого рода». Незадолго до внезапного ухода из жизни Дмитрий Иванович написал:

Никто на свете не разбудит
Души, ушедшей на покой,
Но на Земле, тебе чужой,
Твои скитаться песни будут...

И сегодня поколение теоретиков с благодарностью ощущает на себе влияние яркой личности Д. И. Блохинцева — замечательного ученого и творца.

Д. И. БЛОХИНЦЕВ — ПЕРВЫЙ НАУЧНЫЙ ДИРЕКТОР ЛАБОРАТОРИИ «В»

А. В. Зродников, Ю. В. Фролов

Дмитрий Иванович Блохинцев относится к первому и незабываемому поколению советских физиков-ядерщиков (московская школа), прошедших путь от идей до их воплощения, является участником самых значительных событий в истории использования атомной энергии в СССР.

Около шести лет его жизни (1950–1956) самым непосредственным образом связаны с Лабораторией «В» (ныне Государственный научный центр РФ — Физико-энергетический институт (ФЭИ) в г. Обнинске) — первой в стране научной организацией, созданной специально для разработки энергетических ядерных реакторов. Этот период деятельности Д. И. Блохинцева до сих пор слабо освещен в литературе. Длительное время основным источником информации оставались только его статьи и воспоминания, посвященные созданию и пуску Первой в мире АЭС. И только 1990-е годы, когда началось изучение истории советского атомного проекта, стало известно об участии Блохинцева в работах над водородной бомбой. Другие аспекты его деятельности в этот короткий отрезок времени не получили должного освещения из-за отсутствия доступных исторических источников.

В данной статье делается попытка на основе документов архива Физико-энергетического института осветить малоизвестные страницы научной и административной деятельности Д. И. Блохинцева на посту директора Лаборатории «В».

К работам по атомной проблеме Д. И. Блохинцев был привлечен не позднее 1946 г., когда стал сотрудником Управления специальных институтов МВД СССР (9-е Управление), которое руководило институтами, созданными для организации работ по советскому атомному проекту немецких ученых и специалистов, прибывших в СССР в 1945–1946 гг. Предыстория этого события такова. 13 апреля 1946 г. решением Спецкомитета¹ «в целях укрепления научного руководства работой институтов и лабораторий 9-го Управления» начальником его научного отдела и, одновременно, заместителем начальника Управления по науке был назначен А. И. Лейпунский. Научный отдел должен был состоять из двух отделений: научно-технического и научной

¹ Специальный комитет (Спецкомитет) создан постановлением ГКО от 20.08.45 №9887сс/оп при ГКО СССР (с 04.09.45 — при СНК, с марта 1946 при СМ СССР). В 1945–1954 гг. — коллегиальный орган, на который было возложено руководство всеми работами по созданию атомной промышленности и атомного оружия.

информации [1]. Начальником одного из отделений стал Д. И. Блохинцев. Как отмечает Дмитрий Иванович в автореферате «Мой путь в науке», пригласил его на эту работу сам А. И. Лейпунский [2].

В названном выше автореферате и в известных нам документах лично-го дела (анкеты, автобиография) Дмитрий Иванович относит это событие к 1947 г. Пользуясь возможностью, хотим уточнить этот момент. Одним из институтов, созданных в системе МВД СССР, была Лаборатория «В». Работая в 9-м Управлении МВД, Блохинцев участвовал в создании Лаборатории «В» и формировании ее научных планов. Документы тех лет, сохранившиеся в архиве ФЭИ, свидетельствуют о том, что Блохинцев был сотрудником 9-го Управления уже в 1946 г.

С работой в 9-м Управлении связана одна из самых загадочных легенд о Д. И. Блохинцеве, согласно которой он участвовал в испытаниях атомной бомбы в роли «дублера» И. В. Курчатова. Такая информация проходит только в рассказах и воспоминаниях, архивные документы, подтверждающие эту версию, пока не известны.

В 1949 г. 9-е Управление МВД СССР было ликвидировано, а его аппарат управления и институты были переданы Первому главному управлению (ПГУ)¹. 16 марта 1950 г. Д. И. Блохинцев был назначен начальником теоретического отдела Лаборатории «В», а с 21 июля стал ее директором [3]. Блохинцева часто называют первым директором ФЭИ (или, как тогда назывался наш институт, Лаборатории «В»), хотя институт был создан в 1946 г. Дело в том, что пока Лаборатория «В» относилась к 9-му Управлению МВД СССР, общее руководство осуществляли «начальники Объекта» (должности директора тогда не было) — офицеры инженерно-технической службы МВД, а научное — научный руководитель немецкий физик Г. Позе и заместитель начальника Лаборатории по научной части А. К. Красин.

Важное отличие статуса Дмитрия Ивановича в том, что он стал первым научным директором Лаборатории «В», совместив в одном лице административное и научное руководство («За собой оставляю общее руководство объектом, научное руководство лабораториями и теоретическим отделом», — писал он в приказе по институту). При этом была сохранена должность заместителя директора по научной части (А. К. Красин), за которым оставлено руководство научным сектором № 2, составление производственных планов и отчетов по НИР, контроль за их выполнением, вопросы повышения квалификации специалистов [4].

Блохинцев возглавил Лабораторию «В» на переломном этапе ее истории: заканчивался «немецкий» период и перед институтом стояла проблема выбора пути дальнейшего развития. И этот выбор был сделан в первой половине 1950-х гг., когда Д. И. Блохинцевым и А. И. Лейпунским (по стечению обсто-

¹ Первое главное управление (ПГУ) при СНК (СМ) СССР — орган непосредственного оперативного руководства научными и промышленными организациями и учреждениями по созданию атомной промышленности и атомного оружия в 1945–1953 гг. Находилось в подчинении Спецкомитета и не имело права самостоятельного выхода в СМ СССР. После ликвидации все функции и подведомственные организации перешли к Министерству среднего машиностроения СССР.

ательств они оба перешли сюда из 9-го Управления) были сформированы основные научные направления исследований и начаты работы, во многом определяющие лицо института и по настоящее время. При этом было сохранено изначальное предназначение Лаборатории «В», создававшейся как институт по разработке ядерных реакторов.

При директоре Д. И. Блохинцеве в институте были собраны первые физические сборки уран-графитовых реакторов, спроектирована, построена и введена в эксплуатацию Первая в мире АЭС, выполнены расчетно-теоретические исследования по термоядерному взрывному устройству, начаты работы по созданию атомных реакторов для подводных лодок, созданию ядерных ракетных двигателей и ядерных энергетических установок для космических аппаратов, созданию реакторов на быстрых нейтронах; для подготовки кадров при институте открыто было Вечернее отделение (затем филиал) МИФИ — сегодня Обнинский государственный технический университет атомной энергетики.

1. Первая АЭС. Сразу после испытания атомной бомбы к проблеме развития энергетических реакторов обращаются А. И. Лейпунский и С. М. Фейнберг, которые настаивают на срочном рассмотрении подготовленных Лабораторией «В», Институтом физических проблем АН СССР и Лабораторией измерительных приборов (ЛИПАН, с 1956 г. — ИАЭ, ныне РНЦ «Курчатовский институт») проектных материалов по энергетическим реакторам. В октябре 1949 г. А. И. Лейпунский, Д. И. Блохинцев, А. Д. Зверев¹ передали руководству ПГУ записку, в которой обращали внимание на необходимость «шире развить работы по различным энергетическим системам с целью их сопоставления и выбора наиболее эффективных путей» и предлагали обсудить этот вопрос на НТС ПГУ для выработки перспективной программы. Они считали возможным начать в Лаборатории «В» работы по реакторам на быстрых и промежуточных нейтронах и др. [5].

В конце 1949 — начале 1950 гг. в ЛИПАН под руководством И. В. Курчатова проводятся физические расчеты и другие проработки, а в НИИхиммаш под руководством Н. А. Доллежала — разработка предварительного проекта корабельного реактора. Корабельный реактор — это «реактор на обогащенном уране высоконапряженного типа применительно к корабельной энергосиловой установке с мощностью паровой турбины около 25 000 кВт», с графитом и охлаждением водой.

11 февраля 1950 г. на совещании у начальника ПГУ Б. Л. Ванникова «проект корабельного реактора» оценивается как исходный и принимается решение в его обоснование построить на территории Лаборатории «В» «экспериментальную установку полупромышленного типа (установка АМ) мощностью по тепловыделению в 30 тыс. кВт и 5 тыс. кВт по паровой турбине, использующую обогащенный до 3–5 % уран в количестве 300 кг для этого реактора с графитовым замедлителем и водяным охлаждением». Это решение,

¹ Зверев Александр Дмитриевич (1911–1986), инженер-механик, технолог, генерал-майор (1945). С 1946 г. зам. начальника 9-го Управления МВД СССР, в 1949 г. зам. начальника 3-го Управления ПГУ, в 1949–1953 гг. начальник 2-го Управления ПГУ.

как считали участники совещания, обосновано ограниченностью «ресурсов расщепляющихся материалов», а также тем, что важнейшей задачей первого периода является «принципиальное подтверждение практической возможности преобразования тепла ядерных реакций атомных установок в механическую и электрическую энергии» [6]. Таким образом, в отдельную опытную установку АМ была выделена энергетическая составляющая «корабельного реактора».

16 мая 1950 г. постановлением СМ СССР был принят план работ по созданию на площадке Лаборатории «В» опытной энергетической установки В-10 с тремя реакторами на обогащенном уране-235: «уран-графитовый реактор с водяным охлаждением (агрегат АМ), уран-графитовый реактор с гелиевым охлаждением (агрегат ШГ) и уран-бериллиевый реактор с газовым охлаждением или охлаждением расплавленным металлом (агрегат ВТ)». 29 июля 1950 г. Н. А. Доллежалъ был утвержден «руководителем работ по разработке новых типов энергетических и силовых атомных установок», Д. И. Блохинцев — его заместителем по физическим вопросам. Наиболее подготовленным был проект АМ, опиравшийся на опыт создания уран-графитовых реакторов, поэтому в конечном итоге было установлено, что в Лаборатории «В» будет построена атомная электростанция с установкой АМ и тепловой турбиной [7].

В начале 1950-х гг., как уже отмечалось выше, перед руководителями Лаборатории «В» стоял вопрос о дальнейшем развитии института. Как вспоминает Д. И. Блохинцев, когда «И. В. Курчатов предложил передать дальнейшую разработку этого реактора и сооружение на его основе атомной электростанции институту в Обнинске... это вызвало серьезные дискуссии относительно выбора пути дальнейшего развития в Обнинске энергетических реакторов. Что развивать: высокотемпературные реакторы на тепловых нейтронах с замедлителем из окиси бериллия? Реакторы с металлическим охлаждением? Или последовать предложению И. В. Курчатова, которое было весьма умеренным? Пар с давлением 12 атм в обычной теплоэнергетике был уже пройденным этапом. ... Я и мой заместитель по науке А. К. Красин поддерживали предложение И. В. Курчатова. А. И. Лейпунский же считал такое решение неправильным» [8]. Лейпунский полагал, что это отвлечет силы от работы над более эффективными реакторами и отстаивал кардинальное направление развития ядерной энергетики, хотя и оказывал помощь при создании Первой АЭС.

В июне 1951 г. по постановлению СМ СССР ответственными за сооружение АЭС назначаются руководители Лаборатории «В» Д. И. Блохинцев (научное руководство) и П. И. Захаров¹ (строительство). Тогда же все проектные материалы по реактору АМ передаются из ЛИПАН в Лабораторию «В» [9]. Таким образом, с этого времени Лаборатория «В» становится и заказчиком, и научным руководителем всех последующих разработок по проекту Первой АЭС. Главным конструктором оставался НИИхиммаш.

¹ Захаров Петр Иванович (1907–1965), инженер-строитель, инженер-полковник МВД. В 1947–1950 гг. начальник, затем (до 1953 г.) 1-й зам. директора Лаборатории «В».

Как писал Д. И. Блохинцев через десять лет, несмотря на то, что «принципиальная схема атомной электростанции чрезвычайно проста, можно сказать, что она немногим сложнее самовара», «в этой видимой простоте схемы заключено большое коварство... Сперва все казалось очень просто, но вскоре мы поняли, что проект был в стадии лишь первой ясности. Предстояла огромная работа... Количество проблем, которые предстояло решить, нарастало по мере углубления в работу над реактором» [10].

Здесь необходимо пояснить, что проектные материалы по реактору АМ были переданы из ЛИПАН в Лабораторию «В» без технических решений по целому ряду важнейших проблем, в частности, — по твэлам. Видимо поэтому в письме зам. директора ЛИПАН И. Н. Головина о передаче документов («Пересылаю Вам все имеющиеся у нас проектные материалы по АМ») над словом «все» стоит знак вопроса, выражающий недоумение Д. И. Блохинцева. Вероятно, по составу документов он сразу понял: возглавляемому им коллективу придется самому решать основные проблемы. Вот почему окончательный проект АЭС отличался от первоначального, и основная разработка его была проведена в Лаборатории «В».

Главная идея проекта реактора АМ состояла в применении трубчатого твэла, в котором поток воды для теплосъема движется внутри трубки, а уран находится снаружи и должен иметь надежный тепловой контакт со стенкой трубки. Создание такого твэла, как признавал и сам главный конструктор реактора Н. А. Доллежал, было наиболее трудной проблемой. К началу проектирования способ изготовления трубчатых твэлов не был известен. Многочисленные попытки ряда институтов (ЛИПАН, НИИ-9, НИИ-13) изготовить опытные образцы, способные выдержать проектные тепловые нагрузки с термоциклированием, заканчивались неудачами. Поэтому в работу включились технологи Лаборатории «В» под руководством В. А. Малых. В конце 1952 г. они разработали твэл, конструкция которого допускала осуществление многих термоциклов и выдерживала нагрузки, в три с лишним раза превышающие проектные.

В теоретическом отделе института изучались отдельные, наиболее тонкие вопросы теории реактора на тепловых нейтронах. Основные физические расчеты реактора для АЭС были сосредоточены в отделе А. К. Красина (заместитель научного руководителя по созданию АЭС, координировавший экспериментальные и расчетные исследования) и выполнялись группой М. Е. Минашина. Главной задачей этих расчетов было определение и выбор физических характеристик реактора, определение необходимой загрузки реактора топливом, изучение его поведения при разогреве и др. Ими было предложено создание экспериментального стенда [11].

Этот стенд — критическая сборка активной зоны реактора АМ из графита, урана и воды, — названная впоследствии «физ. стендом АМФ», собирался прямо под кабинетом Д. И. Блохинцева А. К. Красиным и Б. Г. Дубовским. Целью осуществления «физ. стенда аппарата АМ» являлось получение экспериментальных данных, позволяющих проверить правильность методики расчета и выбора параметров, используемых при расчетах аппарата АМ. АМФ достиг критического состояния 3 марта 1954 г. и стал первым реактором

в Лаборатории «В», на котором была осуществлена цепная реакция деления урана. Проведенные на нем эксперименты показали, что больших ошибок, по крайней мере на начало кампании Первой АЭС, не будет [12].

К марту 1954 был закончен монтаж систем АЭС и 5 мая начата загрузка реактора топливом. 6 мая 1954 г. приказом Д. И. Блохинцева для проведения пусковых работ назначаются дежурные научные руководители (А. К. Красин, Б. Г. Дубовский, М. Е. Минашин).

9 мая в 19 часов 7 минут, при загрузке 61-го топливного канала, реактор достиг критичности и затем был загружен полным числом каналов (128 штук). 26 июня 1954 г. осуществлена подача пара на турбину, а 27 июня генератор Первой АЭС включен в Единую энергетическую систему страны, его мощность достигла 1,5 МВт. К октябрю 1954 г. станция была выведена на проектные параметры.

Первая АЭС представляла собой однореакторную установку (высота активной зоны реактора 1,7 м, диаметр 1,5 м) с электрической мощностью 5000 кВт, тепловой — 30 000 кВт. Во втором контуре вырабатывался перегретый пар давлением 12,5 атм и температурой 260 °С; пар поступал в турбину, на валу которой был установлен электрогенератор. Это был первый отечественный опыт преобразования энергии деления ядер урана в электрическую энергию через паротурбинный цикл.

Огромную помощь Лаборатории «В» в создании Первой АЭС оказывали руководители ПГУ и опытные ученые и специалисты других институтов и предприятий. Как вспоминал М. Е. Минашин, с начала монтажа оборудования на станции почти безотлучно находился Е. П. Славский, приезжали И. В. Курчатов, А. П. Александров, главный конструктор реактора Н. А. Доллежалъ и его ближайший помощник П. И. Алещенков. Славский фактически взял на себя руководство монтажными работами, Курчатов больше занимался физикой реактора, Александров дополнял Курчатова в части инженерно-производственных вопросов, Доллежалъ — четко представлял себе картину развития энергетического реакторостроения, о чем свидетельствует выбор трубчатой конструкции твэла и канала реактора АЭС [13].

Конечно же, роль Курчатова, осуществлявшего общее научное руководство советским атомным проектом, была гораздо выше, а иногда имела решающее значение. «Одно время, когда АЭС уже строилась, — вспоминал Блохинцев через двадцать лет после пуска станции, — весь смысл проекта был внезапно поставлен под вопрос. Весьма авторитетная и хорошо знакомая с проектом группа ученых высказала мнение о прекращении работ на том основании, что станция будет неэкономичной (как будто тогда дело было в экономичности!), и прочее, и прочее... К счастью для этого большого дела, И. В. Курчатов, который в то время руководил всей атомной наукой нашей страны, не согласился с этим мнением своих сотрудников» [14].

Сам Д. И. Блохинцев, как научный руководитель проекта, занимался не только физическими вопросами сооружения реактора, но и вопросами создания твэлов, и всеми инженерными проблемами. Его рабочий день, как вспоминают ветераны института, продолжался не менее 15 часов и вряд ли он имел выходные [15].

К строительству двух других реакторов установки В-10 (агрегатов ШГ и ВТ) по ряду причин так и не приступили. Казалось, что нереализованные проекты давно забыты. Но неожиданно эта тема вновь прозвучала в воспоминаниях А. П. Александрова, изданных уже в наше время. Вспоминая о высокотемпературном реакторе ШГ с гелиевым охлаждением, он говорит: «Это, между прочим, потом имело довольно большое значение, потому что в космических всяких делах на это дело сильно наткнулись, и в этом смысле атомщики им довольно сильно помогли. И тогда мы, значит, разрабатывали вот этот «Шарик», и «Шарик» был принят к строительству. Выбрали для него место в Обнинске, шикарное место ... И вот Блохинцев-то и поднял скандал насчет «Шарика», боялся, что он взорвется. А в то время разрабатывался другой проект, первой в мире электростанции. Но тогда, в конце концов, остановились на этом проекте...

Но нам было очень жаль тогда, что, вот, мы работали, работали над этим делом, и у нас не пошло строительство этой станции [с реактором ШГ — *Авт.*], причем из-за такого можно сказать дурацкого отношения Блохинцева к этому делу» [16].

Дело, конечно, было не в «дурацком» отношении: руководство Лаборатории «В» вполне осознано выступило против этого задания. В ноябре 1951 г. Блохинцев и Лейпунский подготовили заключение по вопросу сооружения реактора ШГ, где доказывали, что он мало пригоден в качестве транспортной ЯЭУ. Была и другая причина, о которой в декабре 1951 г. Блохинцев писал в ПГУ: «В связи с... письмом т. Александрова А. П. о передаче Лаборатории «В» агрегата ШГ сообщаю, что в Лаборатории «В» имеются только три лица, способных осуществлять научное руководство: Лейпунский А. И., Красин А. К. и Блохинцев Д. И. В остальном наша Лаборатория состоит из малоопытной молодежи. Между тем, если учесть обязанности, возложенные на названных лиц правительственными решениями, относящимися к строительству и проектированию различных агрегатов и к расчетам по специальной проблеме (Блохинцев Д. И.), то объем уже порученной работы далеко выходит за пределы сколько-нибудь нормальной нагрузки, при которой могло бы обеспечиваться вполне надежное повседневное руководство». При таких условиях было бы большим легкомыслием кому-нибудь из нас взять еще одно большое и ответственное поручение [17].

К этому можно добавить, что из работников Лаборатории «В» — создателей Первой в мире АЭС, только один имел опыт пуска реакторов — бывший сотрудник ЛИПАН Б. Г. Дубовский. Но он прибыл в институт только в 1953 г.

* * *

Пуск и успешная работа Первой АЭС имели не только научное значение. Во времена всеобщей засекреченности ядерных исследований наша страна на практике показала миру путь к мирному использованию атомной энергии, что имело большое политическое значение.

После пуска АЭС Блохинцев выступает в открытой печати со статьями о мирном применении атомной энергии. Сохранились интересные документы о подготовке Дмитрием Ивановичем первой статьи почти сразу

после пуска АЭС в июле 1954 г. для газеты «Известия», которая так и называлась «Первый шаг по пути мирного применения атомной энергии». Обсуждение статьи «в отношении степени информации, которая может в ней содержаться» происходило на высшем министерском уровне: В. А. Малышев отписал статью на отзыв Б. Л. Ванникову, Е. П. Славскому, Б. С. Позднякову и А. П. Александрову. Отзывы разделились. Поздняков и Малышев требовали ее переработки. Причем Поздняков написал развернутые замечания, которые касались только научно-технических вопросов.

Дмитрию Ивановичу, судя по его пометам на полях замечаний красным карандашом: «Верно», «Не поняли? Это все понимают», «Путаница», «Что же верно?» и т. д. — критика не очень понравилась. Тем более начальники, видимо, сами не знали, чего хотели, ибо Е. П. Славский тогда же в своем резюме констатировал: «Статья хорошая и не требует корректировки», а А. П. Александров: «Считаю статью очень хорошей, и написана хорошо, и ничего из нее нельзя высосать...» [18].

Примечательно, что в июле 1954 г. Блохинцев просил министра В. А. Малышева перед публикацией этой первой статьи «решить вопрос относительно псевдонима, т. к. обозначение моей [т. е. Блохинцева — *Авт.*] фамилии может способствовать локализации объекта, не обозначенной в сообщении правительства» [19].

Проблема «локализации объекта», не обозначенного местонахождением в сообщении ТАСС о пуске Первой АЭС, решилась очень быстро: уже в 1955 г. слава Лаборатории «В» перешагнула границы Советского Союза, а на АЭС стали принимать иностранные делегации.

В ноябре 1955 г. в Москву прибыла делегация английских ученых. Делегация побывала и в Лаборатории «В», где ознакомилась с атомной электростанцией. Здесь английским ученым был преподнесен в подарок фильм «Первая в мире» об атомной электростанции «Академии наук СССР» (так тогда скрывали ведомственную принадлежность АЭС). В книге почетных посетителей англичане записали: «Делегация Британского управления по атомной энергии выражает профессору Блохинцеву и его коллегам свое восхищение работой, которую они выполнили, а также благодарность за гостеприимство».

Выступая затем на прощальном приеме, устроенном Президиумом АН СССР, глава английской делегации сказал: «Хочу поблагодарить Академию наук за то гостеприимство, которое было нам здесь оказано... Несмотря на короткое время, мы видели довольно много. Первое, что мне хотелось бы отметить — это то, что мы все вместе посетили атомную электростанцию, фильм о которой получили в подарок. ...Еще хочется отметить, что по отношению к нам повсеместно проявлялась готовность отвечать на все наши вопросы. Нас удивило то, что ни один из наших вопросов не остался без ответа. Возможно, мы задавали не те вопросы, которые следовало бы, но факт остается фактом» [20].

В первый период работы АЭС рассматривалась как опытная энергетическая станция. На ней учились и проходили подготовку специалисты первых промышленных АЭС, экипажи первых атомных подводных лодок и ледокола «Ленин», стажировались специалисты из социалистических стран.

Но, начиная с 1956 г., назначение станции стало постепенно меняться. Опыт разработки, создания и эксплуатации Первой АЭС помог более четко определить задачи ближайшего будущего по использованию ядерных реакторов как в энергетике, так и других промышленных применениях. Реактор решено было использовать в основном для проведения научных исследований, в частности, необходимых для создания более мощных АЭС. Об этом еще в 1951 г. думал Блохинцев, когда писал в ПГУ, что «агрегат АМ помимо инженерной проверки должен быть использован для широкого круга физических, материаловедческих исследований» [21]. За все время работы для проведения научных и инженерных экспериментов на реакторе АМ было сооружено 17 петель различного назначения.

Почти 50-летний период успешной работы Первой АЭС подтвердил правильность принятых тогда решений. За участие в разработке, пуске и освоении Первой АЭС Д. И. Блохинцеву, Н. А. Доллежалю, А. К. Красину, В. А. Малых была присуждена Ленинская премия, большая группа участников работ награждена орденами и медалями СССР.

Доклад Блохинцева о Первой АЭС был основным докладом на Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии в Женеве (1955). Вспоминая об этом, он писал: «Среди участников конференции распускались слухи, что доклад о советской АЭС чисто пропагандистский и ничего по существу дела советские ученые не сообщат. На самом же деле он был строго научно-техническим, основанным на точных фактах и очень осторожным в смысле прогнозов и обещаний на будущее. Тем не менее, доклад произвел огромное впечатление на тысячную аудиторию. ...Несмотря на запрещение правилами конференции аплодисментов, окончание доклада об АЭС было встречено бурной овацией» [22].

Первая АЭС особыми нитями братства связала ее создателей на все последующие годы. Дмитрий Иванович, живя и работая в Дубне, не пропустил ни одной юбилейной встречи в Обнинске, посвященной пуску Первой АЭС.

29 апреля 2002 г. Первая АЭС была остановлена, точнее — была прекращена ее эксплуатация с генерацией мощности за счет цепного процесса деления ядер урана. Сейчас эксплуатация АЭС продолжается, но уже в режиме окончательного останова.

2. Быстрые реакторы. Работы по реакторам на быстрых нейтронах в СССР инициировались с конца 1940-х гг. и проводились под научным руководством А. И. Лейпунского. Блохинцев в начале 1950-х гг., как директор и, одновременно, начальник теоретического отдела Лаборатории «В», участвовал в разработке теории и проекта первого реактора на быстрых нейтронах, который стал предшественником ряда реакторов-размножителей с жидкометаллическим теплоносителем.

Отмечая в автореферате «Мой путь в науке», что основная идея реакторов на быстрых нейтронах принадлежала Лейпунскому, Блохинцев в то же время подчеркивает, что «первые расчеты реактора были произведены мною» [23]. В те времена понятие «руководитель» не имело того смысла, в каком оно часто используется сегодня — «управленец». Руководить физ-расчетом реактора означало, что человек должен был сам просчитать, что

относилось к физике реактора. Д. И. Блохинцев лично занимался расчетно-теоретическими исследованиями по физике быстрых реакторов. В 1950 г. он выполнил работу «Кинетические уравнения для быстрых нулевых точек»¹ по теории быстрых реакторов, в которой была поставлена задача нахождения пространственно-энергетического распределения нейтронов с учетом всех основных эффектов взаимодействия нейтронов с ядрами. В этой работе дано кинетическое уравнение для функции распределения нейтронов и предложен ряд методов решения этого уравнения [24].

В другой работе «К теории кинетических уравнений» им были сформулированы основы теории расчетов критических масс и воспроизводства в реакторах на быстрых и промежуточных нейтронах. К 1953 г. основы созданной им лично теории расчета реакторов были значительно развиты его учениками, — молодыми сотрудниками руководимого Блохинцевым теоретического отдела, и применены к практически осуществляемым системам [25]. Первыми такими системами стали реакторы БНТ и БНТФ (БР-1 и БР-2).

Пуск в апреле 1955 г. в Лаборатории «В» реактора БР-1 «нулевой» мощности снял последние сомнения с идеи быстрых реакторов, именно на нем в ходе экспериментов было доказано, что коэффициент воспроизводства может быть > 2 . А пуск менее чем через год реактора БР-2 мощностью 10 кВт с плутониевым горючим и ртутью в качестве теплоносителя подтвердил правильность предположения о расширенном воспроизводстве и способствовал окончательному выбору более эффективного теплоносителя — натрия. БР-2, эксплуатировавшийся в 1956–1957 гг., стал первым быстрым реактором в СССР и Евразии.

И, наконец, нельзя не отметить, что именно в Обнинске в 1955 г. Дмитрий Иванович предложил идею ИБР и стал главным идеологом создания импульсного быстрого реактора периодического действия, построенного затем в ОИЯИ в Дубне (1960 г.).

3. Ядерные установки для космических аппаратов. 2 февраля 1925 г. 17-летний Дмитрий Блохинцев записал в дневнике: «С тех пор как видел «Аэлиту»², мне точно огнем выжгло в подсознании этот мощный полет, и я ударился в ракеты».

Вспоминая об этом уже в зрелые годы, Д. И. Блохинцев писал: «Я обратился к Циолковскому, достал книги Г. Оберта, В. Валье и Р. Годдарда...» Но затем «физика, и особенно теоретическая физика, настолько увлекла меня сама по себе, что я надолго забыл свои мечты о космических полетах на Луну и Марс. Однако много лет спустя, после войны, я вновь вернулся к «Аэлите», на этот раз вооруженный гораздо большими знаниями и совершенно новыми возможностями. «Аэлита» вновь позвала меня в разгар великой атомной эпопеи...» Здесь надо уточнить: «Аэлита» позвала Д. И. Блохинцева вновь уже в Лаборатории «В».

¹ Нулевые точки — так в документах тех лет, в целях секретности, назывались нейтроны.

² Речь идет о советском немом художественном фильме «Аэлита», снятом в 1924 г. режиссером Я. Протазановым, вольной экранизации одноименного фантастического романа А. Толстого.

Первые проработки ядерных установок для летательных аппаратов космического и авиационного назначения были начаты в Лаборатории «В» в 1953 г. Первые нейтронно-физические, тепловые и термодинамические расчеты, выполненные тогда, показали возможность создания ядерного ракетного двигателя (ЯРД) с прямым нагревом водорода в качестве рабочего тела. Этот ЯРД имел по расчету тягу до 280 т и удельный импульс 800 кг·с/кг. Источником энергии служил гомогенный тепловой реактор на основе графита с карбидом урана. Периферийная зона реактора представляла собой уран-бериллиевый сплав, здесь водород нагревался до 500 К, после чего поступал в газовую турбину, которая приводила в действие водородный насос.

Этот проект его авторы неоднократно обсуждали с С. П. Королевым, В. П. Глушко, М. В. Келдышем, А. М. Люльки. В 1955 г. проект был оформлен в виде научного отчета, авторами которого были Д. И. Блохинцев, И. И. Бондаренко, В. Я. Пупко и др. [26].

В ОКБ-1 в то время водород, как рабочее тело, вызывал большие возражения из-за низкой плотности, и дальнейшие проработки было предложено проводить с использованием менее эффективных, но плотных рабочих тел. «Так как на борт ракеты надо брать определенное количество рабочего тела по массе, то, по уверениям корифеев ракетной техники, должен получиться неприемлемо большой, неподъемный вес бака для водорода, — вспоминает В. Я. Пупко. — Возражения, что водород не мы придумали, а еще Циолковский, и что мы вычисляли вес бака по общеизвестным формулам сопротивления материалов, наших оппонентов не переубедили. С «зубовным скрежетом» произносили они слово «водород». Прощаясь, С. П. Королев сказал Д. И. Блохинцеву: «Ну, до свидания, марсианин!». На это наш директор нашелся и ответил Королеву: «До свидания, могильщик атомной энергии!» [27].

Несмотря на то, что конструкторы летательных аппаратов не спешили воплощать идеи Лаборатории «В», начало работ над проектами ЯРД в нашей стране было положено. Достаточно быстро за Лабораторией «В» закрепился приоритет в этой новой области исследований. Так, И. В. Курчатов, получая материалы по созданию атомных ракетных двигателей, просил Б. Л. Ванникова направлять их «для получения заключения тов. Блохинцеву Д. И.» [28].

Начались совместные проработки Лаборатории «В», ОКБ-1 (С. П. Королев), ОКБ-456 (В. П. Глушко) и НИИ-1 (М. В. Келдыш). В результате в декабре 1955 г. они готовят совместное письмо в Президиум ЦК КПСС, в котором пишут, что «успехи ядерной физики и реактивной техники позволяют непосредственно приступить к работам по созданию ракеты с атомным двигателем», который позволит «существенно улучшить характеристики ракеты дальнего действия», а также «имеет перспективу для создания искусственного спутника Земли и полета в мировое пространство». Одновременно разрабатывается проект постановления Совмина СССР об организации этих работ, в котором главным конструктором ракеты предлагается утвердить С. П. Королева, главным конструктором двигателя — В. П. Глушко, научным руководителем работ по созданию реактора для двигателя — Д. И. Блохинцева [29].

Однако до полного взаимопонимания между физиками и ракетчиками было далеко. В 1955 г. Лаборатория «В» предложила проект баллистической ракеты с «твердым реактором». Королев и Глушко считали, что такая ракета будет не конкурентоспособной в сравнении с ракетой на химическом жидком топливе, потребует больших экспериментальных и исследовательских работ, направление которых на тот период представлялось им слишком неопределенным. Блохинцеву было трудно в этой борьбе, но как видно из его записки министру А. П. Завенягину, отступить он не собирался: «В течение длительного времени НИИ-88 и ОКБ-456 подвергают сомнению рациональность нашего предложения о создании атомной ракеты. ...Я думаю, что область применения атомных ракет — это сверхдальние ракеты, позволяющие перебрасывать большой груз (не менее 10 тонн) в любую точку земного шара. ...Ракета с твердым реактором является сейчас единственным вариантом, техническое осуществление которого является вполне мыслимым. Что касается газовых, жидких и термоядерных реакторов, на применении которых настаивают НИИ-88 и ОКБ-486, то эти варианты в настоящее время не могут быть обоснованы». Поэтому он предлагал развернуть в Лаборатории «В» не только расчетные, но и экспериментальные работы по атомной ракете, «ориентировать их на создание малой опытной атомной ракеты, которая должна явиться прототипом будущих больших атомных ракет» [30].

4. Корабельные реакторы. 9 сентября 1952 г. вышло Постановление Совмина СССР о создании атомной подводной лодки. Общее руководство научно-исследовательскими работами и работами по проектированию объекта возлагалось на ПГУ (Б. Л. Ванников, А. П. Завенягин, И. В. Курчатов), научным руководителем работ по созданию комплексной ядерной энергетической установки (ЯЭУ) был назначен А. П. Александров, главным конструктором ЯЭУ — Н. А. Доллежалъ. Для руководства работами и рассмотрения научных и конструкторских вопросов, связанных с постройкой лодки, при Научно-техническом совете ПГУ была организована секция № 8, которую возглавил В. А. Малышев.

Выполнение значительной части работ по ЯЭУ поручалось Лаборатории «В». 20 сентября 1952 г. Завенягин сообщил Блохинцеву, что тот утвержден заместителем научного руководителя «объекта № 627 по центросистемным расчетам и исследованиям». Завенягин сообщал также, что постановлением Совмина на Лабораторию «В» одновременно возложено выполнение расчетно-теоретических работ, разработка твэлов, сооружение и испытание опытного реактора подводной лодки.

Работа начиналась при полном отсутствии информации извне, а иногда и недостаточном понимании того, что же все-таки требуется, отчасти потому, что на первом этапе к созданию подводной лодки с атомным реактором (ПЛА) не были привлечены моряки — лодку создавало ПГУ. По воспоминаниям одного из участников работ, «иногда это приводило к ситуации, когда все приходилось делать заново».

Первой и важнейшей задачей явился выбор типа реактора в качестве основного источника энергии, а также общего облика энергетической установки. Сначала это были реакторы на графитовом и бериллиевом замедлителе

с тепловыделяющими трубами, несущими давление. По типу они оказались близки к строящейся тогда Первой АЭС. Несколько позднее возникли установки, у которых замедлителем была тяжелая вода. И только потом (а по тем темпам это был один месяц) появился корпусной водо-водяной реактор.

Уже в октябре 1952 г. Блохинцев докладывал в ПГУ о проведенных в Лаборатории «В» работах: «Перед Лабораторией «В» согласно решению секции НТС № 8 была поставлена задача разработки предварительных вариантов реакторов для заказа 627. ...В результате проведенной предварительной работы мы считаем возможным предложить для обсуждения на секции следующие варианты: а) Технологическую схему, на основе реактора АМ с перегревом пара внутри реактора, разработанную в отделе тов. А. К. Красина и б) Схемы с применением металлического охлаждения, разработанные в отделе тов. Лейпунского А. И. Применительно к этим вариантам и прорабатывался вопрос о малогабаритной биологической защите реактора» [31].

Таким образом, наряду с водо-водяной разрабатывался второй вариант установки с теплоносителем свинец-висмут, предложенный Лейпунским, по инициативе которого работы по созданию транспортных ЯЭУ были начаты в Лаборатории «В» еще в 1947 г. Теплоноситель свинец-висмут до этого в мире не использовался. Разработка двух направлений по реакторам была вызвана большим количеством проблем в создании морских ЯЭУ, порождаемых новизной и очень жесткими требованиями [32].

Уже при проектировании реакторной установки для ПЛА выявилось множество трудностей. Сложным оказалось создание биологической защиты, которая, с одной стороны, обеспечивала бы хорошую защиту личного состава от излучения реакторной установки, а с другой стороны, не должна была по весу утопить подводную лодку. Вот как писал об этом в 1952 г. Блохинцев: «Нетривиальность этой задачи видна из того, что мощнейший из до сих пор разработанных энергетических реакторов имеет тепловую мощность 30 000 кВт и вес вместе с биологической защитой — 5000 тонн. При этом главный вес сосредоточен в защите. Мы не считали разработку конструкции нашей задачей, и имели ввиду лишь выяснение принципиальной возможности решения поставленной проблемы — получения значительной мощности агрегата при малогабаритной и легкой биологической защите. Однако отвлеченное рассмотрение одной лишь защиты само по себе мало содержательно. Поэтому фактическая работа вылилась в разработку технологических схем, элементов конструкции реактора, расчетов защиты и самого реактора» [33].

Но трудности удалось преодолеть: в апреле-мае 1953 г. был выпущен эскизный проект энергетической установки и несколько позже — всей подводной лодки. Он показал, что лодка и энергетика для нее могут быть созданы в весьма компактном виде и с умеренными массами, что открыло дорогу вперед.

Руководители работ по созданию лодочных реакторов (А. П. Александров, Д. И. Блохинцев, А. И. Лейпунский) отлично понимали, что поставленная серьезная задача может быть решена только при наличии экспериментальных стендов, на которых оборудование отрабатывалось бы в условиях, близких к натурным. Поэтому в 1953 г. на базе Лаборатории «В» приступили к стро-

ительству полномасштабных наземных стендов-прототипов энергетических установок реакторов ПЛА с водяным охлаждением и жидкометаллическим охлаждением (первый из которых был введен в действие в начале 1956 г.). Они представляли собой полномасштабные реакторный и турбинный отсеки ПЛА. На этих стендах затем длительное время отрабатывались реакторы новых типов и проходили обучение экипажи подводных лодок.

5. РДС-6т. Лаборатория «В» с момента образования в 1946 г. непосредственно не участвовала в создании ядерного оружия, но по заданиям некоторых организаций выполняла отдельные работы (радиохимические исследования, изготовление источников излучения и препаратов). 26 февраля 1950 г. Совмин СССР принял Постановление «О работах по созданию РДС-6». В этом постановлении предусматривалась организация расчетно-теоретических, экспериментальных и конструкторских работ по созданию изделий РДС-6с («слойка») и РДС-6т («труба») [34].

Постановлением Совмина СССР «О работах по РДС-6т» от 9 мая 1951 г. наряду с группой Я. Б. Зельдовича в КБ-11 (ВНИИЭФ), группой Л. Д. Ландау в Институте физических проблем АН СССР и Математическим институтом АН СССР к расчетно-теоретическим исследованиям по термоядерному взрывному устройству была привлечена и Лаборатория «В». Этим постановлением ПГУ разрешалось организовать в Лаборатории «В» отдел прикладной теоретической физики в количестве 15 человек, укомплектовав его квалифицированными физиками, теоретиками, математиками и расчетчиками [35].

13 октября 1951 г. Д. И. Блохинцев подписал приказ о создании в Лаборатории «В» для выполнения работ по термоядерной тематике нового отдела №6 прикладной теоретической физики в составе двух лабораторий. Научное руководство отделом и всеми работами Лаборатории «В» по этой проблеме согласно указанию ПГУ Блохинцев возложил на себя [36].

Временной интервал между принятием решения (май) и созданием отдела №6 (октябрь) связан с комплектованием отдела и оформлением допусков выпускникам вузов. Блохинцеву были даны очень широкие полномочия в отборе специалистов в НИИ и учебных заведениях. Но опытные и квалифицированные специалисты уже были заняты в других институтах. Потому исследованиями по теме РДС-6т (как, впрочем, и по всем другим темам Лаборатории «В») вместе с Блохинцевым занимались, в основном, молодые физики и математики, только что окончившие институты. Блохинцев, не прекращавший преподавательской деятельности в МГУ, имел возможность приглашать своих учеников. Так в Лабораторию «В» попали И. И. Бондаренко, В. С. Имшенник, Б. Б. Кадомцев, Ю. П. Райзер, А. С. Романович, Л. Н. Усачев и др., ставшие потом известными учеными.

В 1951–1955 гг. под руководством Дмитрия Ивановича по теме РДС-6т были проведены серьезные расчетно-теоретические исследования по термоядерному взрывному устройству, начало которым положил отчет Блохинцева «Газодинамика вещества при высоких температурах» (1951 г.). Всего по результатам работ было выпущено более 20 научных отчетов Лаборатории «В», в которых сформулирована физико-математическая модель основных процессов, протекающих во взрывном устройстве.

Надо отметить, что в исследованиях Лаборатории «В» рассматривались не отдельные физические проблемы, а конкретная конструкция термоядерного взрывного устройства. Физическая схема предложенного группой Блохинцева устройства отличалась от аналогичных разработок КБ-11, с которыми сотрудники Лаборатории «В» знакомы не были. Идея состояла в воспламенении большой массы дейтерия в виде сферы. Инициирование термоядерной детонации должно было осуществляться из центра сферической системы [37].

Исследования группы Блохинцева повлияли на оценку перспектив разработок по «трубе». В начале 1954 г. в Министерстве среднего машиностроения состоялось совещание, которое вел И. В. Курчатов; участвовали В. А. Малышев, Д. И. Блохинцев, И. Е. Тамм, А. Д. Сахаров, Я. Б. Зельдович, Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук, Ю. Б. Харитон и др. На этом совещании от Лаборатории «В» вначале выступил Блохинцев, а затем сотрудники его отдела. Главным был доклад Б. Б. Кадомцева о переносе нейтронов в дейтерии. В своем выступлении Кадомцев показал, что в результате протяженного в пространстве переноса энергии и импульса быстрыми нейтронами, а также из-за эффекта комптонизации в дейтерии наблюдается пространственное энерговыделение на больших расстояниях. Поэтому задача получения детонации в «трубе» не имеет гарантированного положительного решения [38].

В результате совещание приняло решение о бесперспективности этого направления и о прекращении работ с применением жидкого водорода. В 1955 г. исследования по термоядерной тематике в Лаборатории «В» были прекращены. Американцы убедились в бесперспективности этого метода еще в 1950 г.

6. «Физический идеализм» и развитие теоретической физики. Время работы Д. И. Блохинцева в Лаборатории «В» совпало с окончанием так называемой дискуссии о «физическом идеализме». Начатая В. И. Лениным еще в «Материализме и эмпириокритицизме» борьба с физическим идеализмом продолжалась почти на протяжении всей истории советской философии и физики. В послевоенные годы она получила новое развитие и велась вокруг основных положений теории относительности и квантовой механики. Дискутирующие стороны представляли с одной стороны физики Академии наук, с другой — часть философов и физиков МГУ.

Ортодоксальные партийные философы (их называли «механистами») доказывали, что теория относительности и квантовая механика построены на идеалистической философии, придуманы за рубежом и тормозят развитие советской физики. На основе развенчания новейших теорий «идеалистов» и «космополитов» они хотели радикальным образом перестроить преподавание и подготовку научных кадров. Между тем, большинство физиков, обвинявшихся в идеализме и космополитизме (еще их называли «западниками»), были ведущими теоретиками, признанными специалистами в области теории относительности, квантовой механики и ядерной физики (В. А. Фок, И. Е. Тамм, Л. Д. Ландау, Я. И. Френкель и др.).

Создание атомного оружия опиралось на ядерную физику, которая немыслима без теории относительности и квантовой механики. Поэтому принято считать, что И. В. Сталин вмешался и отменил подготовку так называемого «философско-космополитического погрома» 1949 г. после того, как с ним пе-

реговорили обеспокоенные Л. П. Берия или И. В. Курчатов (документального подтверждения этой версии нет). Но дискуссия на этом не прекратилась, и значительную роль в ней на всем протяжении играл Блохинцев.

При этом положение его было в известной степени не простым: Дмитрий Иванович был одинаково близок к обеим группам ученых, так как длительное время одновременно работал и в МГУ, и в ФИАН, т. е. в системе Академии наук. Возможно, это наложило отпечаток на выступления Блохинцева в дискуссии 1949 г., что дало повод академику В. А. Фоку оценить одну из его статей как «ошибочную, но не антинаучную». (Об этой дискуссии сам Блохинцев писал, что «Принципиальная, творческая дискуссия была в значительной мере искалена столкновением мелких, групповых интересов».)

С другой стороны, Блохинцев был физиком-теоретиком, пользовался особым доверием руководителей советского атомного проекта, во время дискуссии по физике неоднократно выступал в роли консультанта руководителей ПГУ, а затем и созданного на его основе Министерства среднего машиностроения. Можно предположить, что после провала совещания по физике 1949 г. и смерти президента АН СССР С. И. Вавилова, руководители атомного проекта решили взять развитие ситуации под контроль. Вероятно, по этой причине Блохинцеву предложили возглавить следующую возможную дискуссию по физике.

В архиве ГНЦ РФ-ФЭИ сохранились интересные документы, подготовленные Д. И. Блохинцевым, которые отражают его взгляд на состояние советской теоретической физики в тот период и предложения по ее развитию.

В феврале 1951 г. Д. И. Блохинцев по указанию А. П. Завенягина подготовил справку «О положении в области теоретической физики». Направляя ее в ПГУ, он пишет: «Пользуюсь также случаем обратить Ваше внимание на то, что я, ввиду возложенных на меня задач и коротких сроков, предоставленных на их решение, не могу согласиться с предложением И. В. Курчатова возглавить дискуссию по физике (если она будет признана, в той или иной форме, целесообразной) и буду вынужден ограничиться ролью рядового участника» [39].

В самой справке он отмечает, что «теоретическая физика XX столетия опирается на две фундаментальные теории — теорию относительности и квантовую механику», «однако обе эти фундаментальные физические теории возникли на почве зарубежной, буржуазной науки и это не могло не отразиться отрицательно на развитии советской теоретической мысли», «вместе с этими теориями к нам были занесены враждебные революционному материализму философские концепции и дух низкопоклонства перед представителями зарубежной науки». «В результате этого дух новаторства и смелости в искании принципиально новых путей был ошутимым образом приторможен, и основная работа советских теоретиков протекала не столь по пути развития новых принципов теории, сколь по пути применения готовых принципов к разрешению конкретных задач физики. Отрицательный эффект этих обстоятельств был существенно уменьшен, если не совсем сведен на нет, только в самые последние годы, в результате борьбы нашей партии за поднятие авторитета нашей науки, за ее революционно-материалистическую

направленность. ...Ряд дискуссий по квантовой механике в МГУ, ФИАН и др. учреждениях хотя и не привели к полному единодушию в отношении понимания основ квантовой теории, но все же имели тот существенный результат, что на этих дискуссиях была показана научная несостоятельность идеалистической концепции.

...Подавляющее большинство наших физиков-теоретиков признает огромное положительное значение теории относительности и квантовой механики и руководствуется ими в своей практической работе. Вместе с тем, под давлением новых опытных фактов, все более широкое распространение получает понимание ограниченности этих теорий. Отсутствие единодушия означает попросту отсутствие новой, более глубокой физической концепции, допускающей возможность взглянуть на современную квантовую механику и теорию относительности с вершины более высокого этапа в развитии физики, необходимость которого очень ясно ощущается всеми» [40].

Читая документы советской эпохи, надо понимать проблему взаимоотношения науки и идеологии в то время, представлять, каким образом удавалось сочетать философскую теорию марксизма и философские принципы научного реализма. Блохинцев, используя фразеологию тех лет, говорит о необходимости развития теоретической физики. Но об этом же говорил и академик Фок — один из главных объектов атак философов в тех дискуссиях. (Фок говорил, что «никто из наших физиков не считает квантовую теорию потолком физической теории».)

«Для всех теоретиков, — пишет далее Блохинцев — совершенно ясна... и понятна недостаточность квантовой механики, а может быть и теории относительности в области ультрамалых масштабов, характерных для элементарных частиц. Переход к новым масштабам должен сопровождаться принципиальными, качественными изменениями теории.

Ни квантовая механика, которая справедлива лишь при малых скоростях движения частиц, ни теория относительности не являются теми теориями, от которых можно ждать фундаментального решения проблем в физике элементарных частиц». «Эти теории образуют, в сущности, пройденный, освоенный этап физики. Новый свет на эти теории не может быть также получен из них самих, а только в результате развития физики элементарных частиц».

«Нет сомнения, что творческое, критическое обсуждение путей развития теории элементарных частиц и теории ядерных сил... является важнейшей предпосылкой успеха в создании новых более общих и глубоких концепций... Приходится отметить, что в настоящее время основные кадры наших физиков-теоретиков в столь большой степени заняты выполнением практических задач, что работа над принципами теории едва теплится, оставаясь в рамках современной квантовой теории».

«Такое положение дел, когда у нас практически не работают над принципами теории, является тем более недопустимым, что все мыслящие физики понимают, что их наука стоит сейчас накануне нового великого перелома и советские теоретики страстно желали бы осуществить этот перелом. Поэтому следует считать совершенно необходимым всемерное расширение теоретических отделов институтов для создания резерва сил для работы

над развитием передовой материалистической теории физики элементарных частиц» [41].

Еще больший интерес представляет анализ состояния и развития советской теоретической физики, подготовленный Блохинцевым в октябре 1953 г. для отдела среднего машиностроения Совета Министров СССР. Этот анализ был сделан в связи с работой комиссии ЦК КПСС по проверке физфака МГУ. Возглавлял комиссию министр среднего машиностроения СССР В. А. Малышев. Инициировало эту проверку обращение группы ведущих ученых (И. В. Курчатов, М. А. Леонтович, И. Е. Тамм, Л. А. Арцимович, Д. И. Блохинцев и др.) в Академию наук и Министерство среднего машиностроения.

В своем анализе Блохинцев делит историю развития советской теоретической физики на три этапа и кратко их характеризует. Для первого этапа, к которому он относит период с 1920-х по начало 1930-х годов, характерна ожесточенная борьба между «западниками», освоившими положительные и важнейшие итоги развития мировой науки (квантовую теорию, теорию относительности) и «механистами», стоящими на уровне науки прошлого столетия. «Эта борьба приобрела политический оттенок, т. к. вместе с положительными результатами мировой науки «западники» принесли немало идеалистического хлама. Механисты же отстаивали позиции механического материализма и отличались отсталостью в науке».

Второй этап (середина 1930-х годов — 1945 г.) важен значительными научными достижениями «западников» в различных конкретных областях физики (теория атома, квантовая механика, статистическая физика, физика твердого тела). «В середине 30-х годов зарубежная теоретическая физика должна была самым серьезным образом считаться с достижениями советской физики. Это выразилось в интересе к нашим журналам и нашим конференциям. Некоторые крупные зарубежные ученые печатали свои работы в советских журналах».

Третий этап (послевоенные годы) характеризуется вовлечением всех «работоспособных, знающих физиков-теоретиков (включая и «западников») в работу по прикладной теоретической физике, которая в настоящее время сосредоточилась в Министерстве среднего машиностроения». При этом работа по глубоким проблемам самой теоретической физики, по проблемам завтрашнего дня почти прекратилась, прикладная наука отгородилась от университетов режимом, который во многом неоправдан, студенты не знакомы с достижениями современной советской физики, все ссылки на ускорители, реакторы и т. п. приводятся только из американских и европейских данных, ни в один физический институт невозможно зайти без «допуска», наука потеряла важнейшее свойство — массовость.

Как положительное явление он отмечает, что «в недрах прикладных учреждений сейчас, несомненно, растут прекрасные кадры из молодежи, вполне способные обеспечить дальнейшее развитие советской атомной техники».

Определяя основные задачи теоретической физики, Блохинцев выделяет две большие группы: в прикладной теоретической физике разработки в обла-

сти применений атомной энергии в технике и, собственно, разработку основ теоретической физики.

Его беспокоит отставание нашей теоретической физики, и он предлагает ряд мер (из 12 пунктов), необходимых для ее развития. Среди них такие предложения:

- вернуть массовость нашей науке;
- существенно поощрять работу над проблемами теоретической физики;
- снять режим секретности с работ, не имеющих отношения к технике и производству, рассекретить работы, проводящиеся на ускорителях, и публиковать их обязательным порядком;
- покончить со школярством в вузах и университетах;
- привлечь к преподаванию в вузах ученых, сосредоточенных в прикладных институтах и Министерстве среднего машиностроения. Участие ученых этого Министерства, как считал Блохинцев, «тем более важно, что эти кадры, в значительном большинстве, являются народившейся силой, выходящей за узкие рамки “западников” и “механистов”»;
- на объектах Министерства среднего машиностроения, имеющих кадры молодых теоретиков, развивать работу не только по прикладной теоретической физике, но и по фундаментальным проблемам теоретической физики (теории частиц, теории ядерных сил, теории физполей и т. п.); разрешить публиковать эти работы в общем порядке;
- считать обязательным для руководящих научных работников, занятых в промышленности, участие в научных семинарах и личное ими руководство.

В конце он писал: «Наша страна располагает немалым числом талантливых и способных ученых, которые способны решить самые сложные задачи. Еще больше возможностей скрыто среди подрастающей молодежи. Заботливое и доброжелательное отношение к ней, несомненно, окупится сторицей. Проведение в жизнь мероприятий, намеченных в этом документе, должно создать необходимые предпосылки для успешного развития творческой мысли, а результаты последуют сами собой» [42].

Многие из предложений, высказанных в этой справке Д. И. Блохинцевым, вошли в той или иной редакции в заключение комиссии и в последующее затем Постановление ЦК «О мерах по улучшению подготовки кадров физиков в МГУ».

Насколько сильно волновало Дмитрия Ивановича состояние советской теоретической физики, видно и из его «соображений, относительно предполагаемого совещания по теоретической физике», направленных почти в то же время (ноябрь 1953 г.) начальнику Научно-технического управления Министерства среднего машиностроения В. С. Емельянову. В них Блохинцев пишет:

«В настоящее время как итог того, что у нас в течение длительного времени культивировалось недоверие к возможностям наших ученых, а также в результате отрыва значительной части работоспособных ученых в промышленность, возникло существенное отставание теории, по сравнению с зарубежными странами.

В последние годы в Америке сделаны существенные успехи по квантовой электродинамике («метод перенормировки») и по теории ядра («ядерные оболочки»), а в Дании разработана «коллективная модель ядра», представляющая существенный прогресс по сравнению с «капельной» моделью.

В нашей же стране, в настоящее время, работа по теории протекает, в основном, в рамках дальнейшего развития названных зарубежных идей и по разработке теории отдельных частных явлений».

В этих обстоятельствах он предлагает избежать на совещании обсуждения различных мелких достижений отдельных лиц и обсудить основные вопросы: Как дошли до существующего неудовлетворительного положения? Что делать, чтобы выйти из него? Обсудить эти вопросы с полной откровенностью, проанализировать ошибки прошлого, развернув беспощадную критику тех руководителей, которые не поддерживали новых физических идей в нашей стране, глушили их развитие. Для участия в совещании, наряду с руководящими физиками-теоретиками, предлагает пригласить «наиболее активную и талантливую часть нашей молодежи» [43].

7. Д. И. Блохинцев в воспоминаниях. В рассказах современников Блохинцева по Лаборатории «В», которых, к сожалению, все меньше остается в нашем институте, Дмитрий Иванович предстает ярким и неординарным человеком. Чтобы полнее раскрыть его личность и характер, обратимся к воспоминаниям М. Е. Минашина¹, ученика и соратника Д. И. Блохинцева по созданию Первой АЭС, оставившего наиболее интересные зарисовки о жизни Дмитрия Ивановича в этот период.

«Несмотря на занятость, — вспоминает М. Е. Минашин, — Дмитрий Иванович сохранял свежесть ума, молниеносную реакцию, никогда не утрачивал чувство юмора и, главное, железным образом не допускал расстройства общественно-научной жизни института. В то время казалось, что пропуск физического семинара в Институте был равноценен взрыву бомбы».

Эти семинары, как писал Блохинцев в одном из приказов по институту, проводились «в целях поднятия научного тона производственной жизни Лаборатории «В» и дальнейшего развертывания критического обсуждения выполненных в Лаборатории «В» работ» [44].

«Приходя на работу около 8-ми утра, — продолжает М. Е. Минашин, — он обычно вызывал соответствующих людей, чтобы узнать успехи или неудачи за вчерашний день. В этих случаях он обычно говорил: «Пока нет начальства, Вы мне расскажите...» Схватывая все с полуслова, он тут же обсуждал какую-либо задачу, советовал как подойти к ней, где и что можно найти полезное. Он не любил скороспелых решений, требовал всестороннего обдумывания, обсуждения со специалистами смежных проблем. Он никогда не упускал случая, чтобы воодушевить своего подчиненного. В таких случаях он говорил: «Ах, если бы не эта текучка, я бы обязательно попробовал решить эту задачу, уж очень она интересна. Но это мне не суждено. Времени

¹ Минашин Михаил Егорович (1921–1995), теплофизик, доктор технических наук (1984), профессор (1988). В 1951–1995 гг. работал в ФЭИ (с 1955 г. — зав. лабораторией, в 1964–1989 гг. — начальник отдела).

нет. Единственное мое преимущество, как директора, состоит в том, что за моим кабинетом есть еще одна комната и мне не приходится далеко ходить и тратить время».

Дмитрий Иванович обладал удивительной способностью быстро решать задачи, получать численные результаты. Вероятно, по этой мерке он оценивал и других людей. Думаю, что именно поэтому он загружал расчетчиков таким объемом расчетных работ, который он сам искренне считал еще не исчерпывающим возможностей, но на выполнение которого не хватало и 16-часового рабочего дня. Не желая упасть перед ним «лицом в грязь», [показать] свою немочь, мы, расчетчики, иногда высказывали в виде просьбы [пожелание] обзавестись электронно-счетной машиной. На что он говорил:

— Вы же знаете, что их нет. Да и зачем Вам машина?

— Как же, Дмитрий Иванович, все наши расчеты построены на всевозможных сшивках, получаются большие системы уравнений, нужна большая точность.

— Ну и что же? Составляйте определители, раскрывайте их, пользуйтесь разложением, пренебрегайте малыми членами, вот вам и решение с помощью обычной линейки. Я не знаю, зачем вы наводите такую точность, когда используете грубые константы?

Но до этих разложений руки не дошли ни тогда, ни потом.

И все же работа вместе с Дмитрием Ивановичем казалась легкой и веселой! В случае, когда у нас что-либо не получалось, мы шли к Дмитрию Ивановичу и всегда получали ответ, что проще всего это делать так-то, или «а эту задачу и решать не надо», потому-то и потому-то.

Несмотря на то, что по мере продвижения проекта Первой АЭС физик Д. И. Блохинцев все более и более втягивался в технику, он все же остался физиком. До последних дней пребывания в Лаборатории «В» он иногда возмущался многими техническими терминами, а в первое время посмеивался над «фамильной алгеброй» некоторых уравнений теплотехники и гидравлики, возмущался по поводу применения таких единиц как «килокалория в час».

— В часах можно измерять только время сна, а не количество переданной энергии. Ну, скажите, зачем Вы используете такую единицу, когда она сама напрашивается сделать из нее хотя бы «калорию в секунду»? Порядок один и тот же!

Превосходство знаний и умения Дмитрия Ивановича в сравнении с нами, его подчиненными, не позволяло нам спорить и, кроме того, оправдывать эти единицы в то время мы еще не могли. Однако превосходство в знаниях Дмитрия Ивановича не оставляло неприятного чувства, так как он всегда использовал его в доброжелательном для собеседника направлении. Переход Дмитрия Ивановича из Лаборатории «В» на новую работу вызвал чувство сожаления у очень многих инженеров, особенно у расчетчиков» [45].

* * *

Рассказывая об обнинском периоде жизни Д. И. Блохинцева, нельзя не вспомнить о его жене С. И. Драбкиной. Серафима Иосифовна стала одним из первых преподавателей созданного при Лаборатории «В» вечернего отделения МИФИ, где преподавала математику и квантовую физику. С большой теп-

лотой и любовью ее до сих пор вспоминают все бывшие студенты. В 1957 г. состоялся первый выпуск вечернего отделения. И выпускники пригласили Дмитрия Ивановича и Серафиму Иосифовну (которые жили и работали уже в Дубне) на праздничное торжество по этому поводу в Обнинск.

* * *

Таким образом, краткий период деятельности Дмитрия Ивановича в ФЭИ — важная страница в истории нашего института. Как уже говорилось вначале, Блохинцев возглавил Лабораторию «В» на переломном этапе ее истории и оставил в ней неизгладимый след. При Блохинцеве численность института выросла в 3,5 раза. Но важнее то, что к середине 1950-х годов (как отмечал сам Дмитрий Иванович в своем выступлении перед коллективом Лаборатории «В» в феврале 1956 г., за три месяца до его перехода в ОИЯИ), институт «из группы новичков, озирающихся на то, что делается у более опытных и могучих соседей, превратился в мощный, квалифицированный коллектив, за плечами у которого немалый опыт в самостоятельном решении больших задач» [46].

Кроме основных направлений деятельности Лаборатории «В», в развитие которых внес большой вклад Дмитрий Иванович, основной его любовью оставалась теоретическая физика. Дмитрий Иванович приложил все усилия, чтобы создать в институте сильный теоретический отдел, ставший гордостью ФЭИ, его мозговым центром. Общеизвестны прекрасные ученые, выросшие в этом отделе: В. М. Агранович, А. С. Давыдов, Д. Ф. Зарецкий, В. Золотухин, А. В. Игнатюк, Б. Б. Кадомцев, Г. И. Марчук, В. В. Орлов, Н. С. Работнов, А. С. Романович, И. П. Стаханов, Л. Н. Усачев и другие, много сделавшие для развития теоретической физики и практических ее приложений. Поэтому период 1950–1956 гг. в истории ФЭИ ветераны нередко называют «Блохинцевским».

Столь же большую роль сыграл в жизни Дмитрия Ивановича и ФЭИ. Здесь он приобрел первый опыт руководства крупным научным коллективом, здесь к нему пришла настоящая мировая слава.

И вполне обосновано в характеристике по выдвижению Дмитрия Ивановича в Академию наук СССР А. К. Красин писал в 1953 г.: «В лице Д. И. Блохинцева страна имеет выдающегося ученого и организатора, смело развивающего научные знания и практически направляющего эти знания на развитие новых областей техники и народного хозяйства» [47].

Список литературы

1. Атомный проект СССР: Документы и материалы. В 3 т./Под общ. ред. Л. Д. Рябева. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999. Т. II; Кн. 1. С. 91.
2. Блохинцев Д. И. Мой путь в науке (автореферат работ) // Дмитрий Иванович Блохинцев: К 100-летию со дня рождения/Под общ. ред. Б. М. Барбашова, А. Н. Сисакяна. Дубна: ОИЯИ, 2007. С. 28. (Статья 2 в наст. изд.)
3. Архив ГНЦ РФ-ФЭИ. Ф. 1, оп. 1/с-лс, д. 9, л. 67.
4. Там же. Ф. 1, оп. 1/с, д. 136, л. 40.

5. К истории мирного использования атомной энергии в СССР. 1944–1951 (Документы и материалы) / Минатом России. ГНЦ РФ–ФЭИ; отв. ред. В. А. Сидоренко; сост. Л. И. Кудинова, А. В. Щегельский. Обнинск: ГНЦ РФ–ФЭИ, 1994. С. 106–107.
6. Там же. С. 129–133.
7. Там же. С. 140, 148, 154–155.
8. *Блохинцев Д. И.* Первая атомная // Вопросы истории. 1974. № 6. С. 111–112.
9. Архив ГНЦ РФ–ФЭИ. Ф. 1, оп. 1/с, д. 277, л. 16.
10. *Блохинцев Д. И.* Рождение мирного атома // Известия. 27 июня 1964 г.
11. *Блохинцев Д. И.* Первая атомная // Вопросы истории. 1974. № 6. С. 113–114.
12. Архив ГНЦ РФ–ФЭИ. Ф. 1, оп. 1/с-нт, д. 583.
13. Архив ГНЦ РФ–ФЭИ. Ф. 1, оп. 1/с-72, д. 35, л. 22–25.
14. *Блохинцев Д. И.* Рождение мирного атома. М.: Атомиздат, 1977. С. 41.
15. Архив ГНЦ РФ–ФЭИ. Ф. 1, оп. 1/с-72, д. 35, л. 26.
16. *Александров П. А.* Академик Анатолий Петрович Александров. Прямая речь. 2-е изд. М.: Наука, 2002. С. 129, 168.
17. Там же. Ф. 1, оп. 1/с, д. 280, л. 9.
18. Там же. Ф. 1, оп. 1/с, д. 589, л. 1–16.
19. Там же. Ф. 1, оп. 1/с, д. 589, л. 1.
20. *Кривоносов Ю. И.* Около атомного проекта (по материалам архивов КПСС) // История советского атомного проекта: документы, воспоминания, исследования. Вып. 2. СПб.: РХГИ, 2002. С. 378–383.
21. Ф. 1, оп. 1/с-72, д. 35, л. 52.
22. *Блохинцев Д. И.* Первая атомная // Вопросы истории. 1974. № 6. С. 119.
23. См. ссылку [2]. С. 30.
24. Архив ГНЦ РФ–ФЭИ. Ф. 1, оп. 1/с-72, д. 33, л. 19, 25.
25. Там же. Ф. 1, оп. 1/с, д. 501, л. 89.
26. Там же. Ф. 1, оп. 1/с-72, д. 34, л. 138.
27. *Пупко В. Я.* История работ по летательным аппаратам на ядерной энергии для космических и авиационных установок в ГНЦ РФ–ФЭИ. Воспоминания // Космический мудрец. Избранные труды. Воспоминания / Под ред. А. Н. Забудько; Сост. В. А. Линник. Обнинск, ГНЦ РФ–ФЭИ, 2007. С. 126–127.
28. Архив ГНЦ РФ–ФЭИ. Ф. 1, оп. 1/с, д. 829, л. 1.
29. Там же. Ф. 1, оп. 1/с, д. 829, л. 21–23.
30. Там же. Ф. 1, оп. 1/с, д. 829, л. 24–28.
31. Там же. Ф. 1, оп. 1/с-нт, д. 169, л. 3.
32. *Хлопкин Н. С.* Становление морской атомной энергетики // Наука и общество: история советского атомного проекта (40–50-е годы) / Труды международного симпозиума ИСАП-96. М.: ИздАТ, 1997. Т. 1. С. 279–280.
33. Архив ГНЦ РФ–ФЭИ. Ф. 1, оп. 1/с-нт, д. 169, л. 2–3.
34. *Гончаров Г. А.* Хронология основных событий истории создания водородной бомбы в СССР и США // Наука и общество: история советского атомного проекта (40–50-е годы) / Труды международного симпозиума ИСАП-96. М.: ИздАТ, 1997. Т. 1. С. 244–245.
35. *Гончаров Г. А.* Термоядерный проект СССР: предыстория и десять лет пути к водородной бомбе // История советского атомного проекта: документы, воспоминания, исследования. Вып. 2. СПб.: РХГИ, 2002. С. 107.

36. Архив ГНЦ РФ–ФЭИ. Ф. 1, оп. 1/с, д. 205, л. 127.
37. *Читайкин В. И.* О работах Физико-энергетического института по термоядерному оружию // Наука и общество: история советского атомного проекта (40–50-е годы) / Труды международного симпозиума ИСАП-96. М.: ИздАТ, 1999. Т. 2. С. 472, 474.
38. *Харитон Ю. Б., Адамский В. Б., Смирнов Ю. Н.* О создании советской водородной (термоядерной) бомбы // Наука и общество: история советского атомного проекта (40–50-е годы) / Труды международного симпозиума ИСАП-96. М.: ИздАТ, 1997. Т. 1. С. 205–206.
39. Архив ГНЦ РФ–ФЭИ. Ф. 1, оп. 1/с, д. 227, л. 1.
40. Там же. Ф. 1, оп. 1/с, д. 227, л. 2–3.
41. Там же. Ф. 1, оп. 1/с, д. 227, л. 4–5.
42. Там же. Ф. 1, оп. 1/с, д. 431, л. 5–14.
43. Там же. Ф. 1, оп. 1/с, д. 431, л. 17–18.
44. Архив ГНЦ РФ–ФЭИ. Ф. 1, оп. 1/с, д. 729, л. 82.
45. Там же. Ф. 1, оп. 1/с-72, д. 35, л. 26–27.
46. Там же. Ф. 1, оп. 1/с, д. 875а, л. 30.
47. Там же. Ф. 1, оп. 1/с, д. 501, л. 90.

УЧЕНЫЙ И ИНЖЕНЕР*

И. М. Франк

Мы прослушали здесь на заседании короткую магнитофонную запись выступления Дмитрия Ивановича. Радостно было услышать его так хорошо знакомый голос. Из длинной цепи воспоминаний, возникших в связи с этим в моей памяти, я расскажу только о немногом. Начну с недавних событий.

Вы знаете, что реактор ИБР-2 в 1982 г. стал инструментом для работы физиков. Горько сознавать, что Дмитрий Иванович не дожил до этого времени. С самого начала работы по созданию ИБР-2 Д. И. Блохинцев был научным руководителем его проекта. Он с увлечением занимался этой инженерной работой до последнего дня своей жизни, т.е. в течение примерно 10 лет. Мне кажется, что в этой деятельности у него проявились такие особенности характера, которые довольно редко сочетаются в одном человеке. Он умел трезво оценивать ситуацию, никогда не приуменьшая трудностей и даже, пожалуй, их подчеркивая. Вместе с тем он обладал удивительным оптимизмом и находчивостью, позволявшими ему предлагать оптимальный выход из трудных положений. При этом его исключительно тонкое и меткое остроумие поддерживали бодрость и облегчали работу коллективу.

Вернемся теперь на четверть века и даже более, чем на четверть века, назад. Зародился первый ИБР. Хотя в этой работе участвовали многие специалисты, но на всем пути, от возникновения идеи и до осуществления ее в Дубне, этот маленький реактор был детищем Дмитрия Ивановича. Недавно кто-то совершенно правильно вспомнил его слова о том, что это было приданым, которое он привез из Обнинска. ИБР — реактор принципиально новой конструкции, и поэтому работа по его созданию вовсе не была безоблачной и простой. Появились всякого рода мрачные предсказания. Одни «пророки» утверждали, что ИБР — это установка, которую нельзя строить, потому что она опасна и может взорваться. Жизнь опровергла это утверждение, но в свое время Дмитрию Ивановичу пришлось доказывать, что это не так. Второе возражение опровергнуть было еще труднее. Рассуждение было таково: длительность нейтронной вспышки в реакторе ИБР — десятки микросекунд, и ее якобы даже в принципе укоротить нельзя. Ускоритель способен давать значительно более короткие вспышки. Поэтому для нейтронной спектроскопии неизмеримо лучшим является ускоритель, а ИБР вообще строить не следует. Противопоставление ускорителей ИБРу на самом деле

* Труды семинара, посвященного 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева (Дубна, 23 января 1983 г.). Дубна: ОИЯИ 85-570, 1986. С. 21–24.

незаконно. Каждая из этих установок имеет свои преимущества, в известной мере дополняющие друг друга. Дмитрию Ивановичу и мне пришлось это доказывать. Когда создание ИБРа в 1960 г. было осуществлено, то опыт его эксплуатации показал, что это в самом деле так. Действительно, имеется множество задач, в которых нет необходимости в предельно высоких разрешениях нейтронного спектрометра, т. е. в очень коротких нейтронных вспышках, но зато важна их большая интенсивность, особенно в области тепловых и медленных нейтронов. Это свойственно реакторам типа ИБР.

Здесь уже говорилось о том, что многие идеи Дмитрия Ивановича имеют счастливую судьбу. Это относится и к его инженерной работе по созданию первого реактора ИБР. Реактор строился для работ по нейтронной спектроскопии. Как оказалось, это далеко не единственное его назначение. Работы сотрудников Лаборатории нейтронной физики, особенно Ф. Л. Шапиро, показали, что он очень перспективен и для исследований конденсированных сред. Такие исследования с применением нейтронов в 60-е годы только еще зарождались, а импульсных методов для этих целей просто не существовало. И вот на ИБРе они были развиты. Эта возможность оказалась необычайно плодотворной. Сейчас в различных странах строятся установки специально для исследования конденсированных сред импульсными методами. Еще одно существенное усовершенствование ИБРа состояло в соединении реактора с ускорителем-инжектором. Стало возможным получать короткие нейтронные вспышки, необходимые для ряда исследований по ядерной физике. Так было опровергнуто утверждение, что длительность импульса ИБРа принципиально невозможно сократить. Первый ИБР в 1969–1970 гг. был реконструирован, и мощность его повышена почти на порядок. Новый реактор — ИБР-30 и сейчас стоит в одном ряду с лучшими исследовательскими источниками нейтронов. На нем выполнен ряд первоклассных работ и, в частности, в 1981 г. сотрудниками Лаборатории нейтронной физики сделано открытие резонансного эффекта несохранения четности.

Таким образом, последующее развитие в Лаборатории нейтронной физики первого реактора, который появился благодаря Д. И. Блохинцеву, оказалось очень плодотворным.

В этой цепочке появление ИБР-2, конечно, не было случайным — это закономерное следствие того, что было выяснено в предшествующие годы. В самом деле, как показали физики, при сравнении возможностей проведения целого ряда исследований на реакторе ИБР и на обычном реакторе надо сравнивать импульсный поток нейтронов со стационарным потоком в этих установках. Однако стационарный поток в лучших современных исследовательских реакторах уже достиг предела, повышать который практически невозможно. Что касается импульсного реактора типа ИБР, то в нем таких ограничений нет. Именно эта идея и была заложена в реакторе ИБР-2, и она действительно оправдалась. Сейчас ИБР-2, в создание которого Дмитрий Иванович вложил так много труда, по своему импульсному потоку превосходит в несколько раз все, чем располагают физики в других местах.

Теперь я хотел бы от нашего времени мысленно вернуться далеко назад. В 20-е годы вместе с Д. И. Блохинцевым, М. А. Марковым, С. И. Драбкиной,

В. В. Антоновым-Романовским и др. мы учились в одной группе Московского университета. В прослушанной нами сейчас магнитофонной записи выступления Дмитрия Ивановича содержится упоминание о заводе «Светлана» и об академике Векшинском. Упоминание не случайное. Перед окончанием университета Дмитрий Иванович был направлен на практику в Ленинград на завод «Светлана» и работал там в заводской лаборатории, которой руководил С. А. Векшинский. Перед ним была поставлена сложная экспериментальная задача — сделать спектральный анализ нити лампы, которая имелась в единственном экземпляре и при анализе разрушалась. Он справился с этим блестяще. Я в то время также был на практике в Ленинграде и живо помню и это и, разумеется, многое другое из нашей студенческой жизни.

В заключение хочу вспомнить о дне, который отстоит от нашей студенческой поры менее чем на десять лет, то есть на срок не очень большой с точки зрения людей моего поколения. Я имею в виду защиту Дмитрием Ивановичем диссертации на Ученом совете физического факультета Московского университета. Защита прошла прекрасно, и вместо кандидатской степени ему была сразу присуждена степень доктора наук. Было отчетливо видно, что Дмитрий Иванович, бесспорно, сложившийся ученый, уже внесший весомый вклад в науку. Ведь степень доктора, минуя степень кандидата, редко когда дают. Важнее, пожалуй, другое. Всем присутствовавшим на защите стало очевидно: перед ними выступил ученый, работы которого богаты идеями и новыми начинаниями. Возникло впечатление, что Дмитрий Иванович — это человек, перед которым открыта широкая дорога в будущее науки. Мы знаем, что это впечатление оказалось правильным.

СТРАСТНЫЙ БОРЕЦ ЗА МИР*

В. П. Джелепов

Здесь было много сказано о Дмитрие Ивановиче Блохинцеве как об ученом с мировым именем, о его выдающемся вкладе в теоретическую физику атомного ядра и элементарных частиц, в разработку и создание атомных реакторов, стационарных и импульсных, в акустику, в философию и методологию, естествознание и многие другие области науки и техники. Дмитрий Иванович был действительно удивительно одаренным не только в научном плане, он был человеком глубокого и широкого интеллекта.

Я хочу коснуться здесь еще ряда замечательных и впечатляющих граней его натуры. Он был тонким знатоком живописи и сам прекрасно рисовал: акварелью, маслом, карандашами. Рисовал быстро и при этом всегда тонко и в то же время четко выражал в рисунке свою главную идею и мысль. Он всегда очень охотно показывал свои рисунки, в особенности новые, и, бывая в его доме, я всякий раз испытывал большое удовольствие, рассматривая их.

Особенно его волновала мысль о будущем человечества в условиях овладения атомной энергией, и на эту тему у него было написано довольно много картин.

Дмитрий Иванович очень любил посещать музеи, картинные галереи, выставки. Я помню, как всякий раз, когда мы бывали на конференциях за рубежом: в Нью-Йорке, Чикаго, Париже, Женеве, Вене, Токио, Будапеште, Берлине — он говорил: «Нужно найти время, чтобы обязательно посмотреть такую-то галерею или такой-то музей». И мчался туда, а возвращаясь, ярко рассказывал о виденном. Благодаря ему я побывал в ряде музеев, куда у меня не хватило бы фантазии пойти.

Он обладал редким даром подсмотреть и увидеть то, что другие не видели и не поняли. Было бы хорошо как-нибудь организовать в Дубне выставку его рисунков. Но, как я узнал только что (и это очень приятно), сегодня мы сможем увидеть несколько диапозитивов, сделанных с его картин.

Дмитрий Иванович был большим патриотом нашей Родины и активным пропагандистом последовательно проводящейся КПСС ленинской политики мирного сосуществования государств с разными политическими системами, активным борцом за мир. Особенно ярко об этом свидетельствует тот факт, что именно он явился руководителем создания первой атомной установки, ко-

* Труды семинара, посвященного 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева (Дубна, 23 января 1983 г.). Дубна: ОИЯИ 85-570, 1986. С. 32–35.

торая имела единственное предназначение — использование ядерной энергии в мирных целях. Я имею в виду первую в мире атомную электростанцию, построенную под руководством Дмитрия Ивановича в Обнинске. Ее сооружение явилось яркой демонстрацией мирного политического курса, по которому идет наша страна. Это важное обстоятельство было отмечено многими политическими деятелями разных стран. В своей книге «Рождение мирного атома» Дмитрий Иванович говорит, например, что Генеральный секретарь Коммунистической партии Италии П. Толъятти во время посещения атомной электростанции подчеркнул политическое значение пуска первой атомной электростанции в Советском Союзе как убедительную демонстрацию мирных намерений страны Советов и доказательство технической возможности мирного использования атомной энергии. До этого, — заметил П. Толъятти, — у нас в народе часто говорили: СССР и США — это «Bomba atomica».

Говоря о затронутой мною теме глубоко гуманного мировоззрения Дмитрия Ивановича, его активной позиции в деле защиты мира, я хочу рассказать вам один эпизод. Это произошло во время пребывания нашей небольшой советской делегации в составе Д. И. Блохинцева (глава делегации), С. Я. Никитина, Л. Б. Окуня и меня в США в начале ноября 1957 г. Там, неподалеку от Сан-Франциско, в Стенфордском университете проходила международная конференция, посвященная исследованиям структуры нуклонов с помощью частиц высоких энергий. Организатором конференции являлся известный американский физик, лауреат Нобелевской премии Роберт Хофштадтер. Я хорошо помню, это было утром 4 ноября 1957 года. Мы только что вошли в здание университета, и тотчас же нас обступила группа американских физиков. Они сообщили, что вчера в нашей стране запущен большой искусственный спутник Земли, и наперебой спрашивали: правда ли? Что вы об этом знаете? Мы не слышали радио и, естественно, ничего не знали, но сказали, что если об этом сообщил ТАСС, то это значит именно так, и нам приятно слышать о таком выдающемся достижении науки и техники нашего государства.

Американцы были потрясены этим событием, обескуражены и одновременно на их лицах можно было заметить выражение большой обеспокоенности. Началось заседание конференции, и все отвлеклись от этого события. Однако в перерыве проф. Хофштадтер сказал нам, что сегодня вечером он очень хотел бы видеть всю нашу делегацию у себя дома. Когда в назначенный час мы пришли к Хофштадтеру, там было полно людей, большая часть из них — американские физики с женами. Нас начали поздравлять, а потом поочередно, всем сразу и каждому в отдельности, наперебой задавать вопросы: «Что теперь будет? Советский Союз привезет на спутнике атомную бомбу и бросит ее на Америку? Ведь на то, чтобы достичь Америки, потребуется всего лишь 30 минут! У нас в Америке нет ничего подобного, и мы беззащитны. Ваша страна теперь может сделать все, что хочет, с американцами» и т. д.

В самый разгар этих разговоров попросил слово Дмитрий Иванович. Все затихло и наполнилось вниманием. Он говорил немного, но, как всегда, ярко:

— Дорогие коллеги! Событие, которым мы все здесь взволнованы, действительно, имеет выдающееся значение. Оно войдет в историю и сохранится

в памяти народов Земли как высочайшее достижение человеческого разума. Все мы испытываем чувство гордости за нашу страну. Но, господа, полет Спутника, который всего за 90 минут облетел земной шар, продемонстрировал нам всем, насколько мал шарик, на котором мы живем. Как близко мы живем друг от друга, всего в 30 минутах пути. Но я хочу вас заверить, и вся наша делегация твердо убеждена в том, что правительство нашей страны никогда не использует это огромное достижение для целей военного нападения на какую-либо страну или народ. Весь народ нашей страны был глубоко потрясен и возмущен, когда по распоряжению президента Трумэна были сброшены атомные бомбы на Хиросиму и Нагасаки и когда были погублены в течение нескольких мгновений сотни тысяч людей и в пепел были обращены эти города. Наше правительство никогда не встанет на путь шантажа и угроз, на который тотчас после взрыва первой атомной бомбы в Лос-Аламосе встало правительство Трумэна. Вы сможете в этом убедиться. Но я хочу обратить ваше внимание на то, что в сложившейся ситуации необходимо нацело отвергнуть политику противостояния, политику гонки вооружений, прислушаться к голосу разума, и от политики вооружений и конфронтаций перейти к политике мирного сосуществования, к политике широкого научно-технического сотрудничества в области использования ядерной энергии в мирных целях. И мы, ученые, в первую голову должны приложить максимум усилий к этому.

Последние слова Дмитрия Ивановича вызвали бурные аплодисменты. Они сняли напряжение. Страсти остыли. Американцы поблагодарили Дмитрия Ивановича за его страстную речь, и вечер прошел под знаком триумфа советской науки и техники.

К этим своим мыслям Дмитрий Иванович в последующем возвращался неоднократно, и, в частности, в сентябре 1960 года на Рочестерской конференции там же в США, выступая при закрытии конференции, он сказал:

— Сейчас, когда конференция подходит к концу, мы сознаем, что узнали много новых вещей, и что эта конференция — новый шаг в нашем проникновении в загадочный мир элементарных частиц. Мы надеемся и в будущем иметь еще много подобных встреч, которые помогут нам открыть и понять новые вещи и идеи. Но эти встречи имеют и другую сторону. Здесь я прочел в газетах, что «физики игнорируют напряженность в мире». Я думаю, что другого отношения трудно было бы ожидать. Это объясняется тем, что наша планета становится все меньше и меньше. В 1957 году нам потребовалось около 20 часов, чтобы долететь до вашего континента. Сейчас потребовалась только половина этого времени. И я думал в самолете, что все мы, люди планеты, — не что иное, как пассажиры большого космического корабля, летящего в темном и мрачном пространстве. Глупо и безрассудно ссориться в этой ситуации. Я могу вас уверить, что наш народ, строящий новое общество, верит в необходимость и возможность не только сосуществования, но и настоящей дружбы между нашими народами. Мы теперь понимаем остроту демографических и экологических проблем, общих для всех людей — обитателей небольшой голубой планеты.

В заключение, для полноты характеристики Дмитрия Ивановича, я хотел бы отметить еще ряд его замечательных качеств. Он был очень остроумным человеком, большим интернационалистом и недюжинным дипломатом. Один только штрих к его остроумию и находчивости. После доклада Дмитрия Ивановича о первой АЭС на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии в августе 1955 года один из американских корреспондентов спросил его (цитирую по упоминавшейся мною ранее книге Дмитрия Ивановича): «У нас утверждают, что реактор вашей АЭС похож на реактор нашей подводной лодки “Наутилус”. Случайно ли это?» На что Дмитрий Иванович ответил: «Конечно, нам было бы крайне интересно знать, как устроен реактор лодки “Наутилус”. Если Ваше заявление авторитетно, то Вы сообщаете мне крайне ценные сведения (хохот среди журналистов). Впрочем, где бы ни стали делать лошадь, в общих чертах она будет похожа на другую. Законы природы одинаковы для всех стран, наций и политических систем».

Внутренний дар Дмитрия Ивановича находить правильные подходы к решению проблем международного научного сотрудничества и его дипломатические способности заметил в нем зоркий глаз И. В. Курчатова, обладавшего удивительным умением видеть в людях подчас еще не открывшуюся способность выполнить то или иное крупное и высокоответственное дело. Это Игорь Васильевич рекомендовал назначить Дмитрия Ивановича первым директором нашего Международного ядерного центра в Дубне — Объединенного института ядерных исследований. Все мы, работавшие с Дмитрием Ивановичем и в период, когда он был директором Института, и позднее, когда руководил работой Лаборатории теоретической физики Института, с большой теплотой вспоминаем эти годы.

Его уход из жизни является большой утратой для Дубны и для советской науки. Его основополагающие труды обогатили мировую науку, и его имя всегда будет жить среди людей.

ТРИДЦАТЬ ЛЕТ НАЗАД*

В. С. Барашенков

Д. И. Блохинцев был человеком необычайно широких интересов. При этом некоторые из его «нефизических увлечений» заходили так глубоко, что он становился одним из признанных авторитетов в соответствующей области. Одним из таких многолетних увлечений Дмитрия Ивановича были его занятия философией. В 50-е гг. после известных коллизий с кибернетикой и генетической биологией в среде физиков, особенно среди молодежи, было распространено скептическое отношение к философии. Многим, в том числе и мне, тогда казалось, что философия, канонизируя полученные естествознанием результаты, превращает их в освященные авторитетами догмы, и тем самым возводит барьеры на пути науки.

Д. И. Блохинцев был в то время одним из немногих известных физиков, которые продолжали печататься в философских сборниках и журналах. Однажды я спросил его, зачем он тратит время на «эту философию, которая цементом заливает мысль и мешает свободно думать». Мы шли поздним вечером по аллее Морозовского парка в Обнинске. Вокруг стояли высокие сосны, было темно и лишь далеко впереди на ветру раскачивался яркий фонарь. Дмитрий Иванович на мгновение задумался, а потом показал рукой на этот фонарь:

— Вон фонарь. Если Вы будете смотреть только на него, он Вас ослепит, и Вы скоро начнете спотыкаться о пни и колоды. Так что же, и фонарей не зажигать? Философия — это тот же фонарь в науке. Вот как ни крутим мы коммутаторы координат и времени, а бесконечности у нас все равно остаются (мы в то время занимались нелокальными полями). Знаете, сколько ни говори слово «халва», во рту слаще не будет. Может, дело в том, что пространство и время микрочастицы — это совсем не то, к чему мы привыкли? А это уже — философия, и еще какая! Вы когда-либо задумывались о том, что главное, основное в пространстве и времени? Может быть, вот тут-то лягушка как раз и прыгает в воду?

Этот ответ меня настолько поразил, что потом дома я записал его почти дословно и позднее не раз вспоминал.

Оказалось, что Дмитрий Иванович также не забыл ночного разговора о смысле философии, и вернулся к нему десять лет спустя, уже в Дубне.

* Труды семинара, посвященного 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева (Дубна, 23 января 1983 г.). Дубна: ОИЯИ 85-570, 1986. С. 43–44.

В то время я занимался дисперсионными расчетами по проверке причинности в связи с опытами по пион-нуклонному рассеянию, которые проводили в ЛВЭ В. А. Свиридов с сотрудниками, а в США, в Брукхейвенской лаборатории, группа Линденбаума. Результаты расчетов хорошо согласовывались с данными дубненских физиков и качественно (несовпадала не только величина, но и ее знак) противоречили измерениям, выполненным в Брукхейвене. Позднее выяснилось, что эти измерения содержали методические погрешности, но в то время факт противоречия дисперсионной теории выглядел как указание на нарушение причинности в микроскопических интервалах пространства-времени. Незадолго до этого Н. Н. Боголюбовым было показано, что требование причинности — одно из основных условий, лежащих в фундаменте вывода дисперсионных соотношений, поэтому расхождение расчета и эксперимента выходило далеко за рамки чисто физического результата. Вставал вопрос о поисках каких-то более общих формулировок причинности, чем те, которые нам известны, и вообще — о законности применения пространственно-временного языка для описания микроявлений.

Однажды поздним вечером, после одного из затянувшихся обсуждений в ЛТФ, я провожал Дмитрия Иванович домой. Было темно и лишь далеко впереди мерцали фонари.

— Помните разговор о философии и фонарях в Морозовском парке? Почему бы Вам не написать короткую статью в «Вопросы философии» о причинности с точки зрения физика? Ведь некоторые считают ее совершенно неизменной, «богом данной», а смотрите, как дело-то поворачивается! Мы слишком мало размышляем об общих проблемах и часто пытаемся ломиком копать в часовом механизме.

Через пару дней я показал Дмитрию Ивановичу текст статьи. Это была моя первая статья по философии.

О ПЕДАГОГИЧЕСКОЙ РАБОТЕ Д. И. БЛОХИНЦЕВА В МОСКОВСКОМ ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ ИМ. М. В. ЛОМОНОСОВА*

И. М. Тернов

С Московским университетом Дмитрий Иванович Блохинцев был связан с 1926 года, когда он поступил на физический факультет МГУ. Наибольшее влияние на него в студенческие годы, как он сам говорил, оказали Л. И. Мандельштам, С. И. Вавилов, Н. И. Лузин, Д. Ф. Егоров, под влиянием которых он стал специализироваться по теоретической физике. По окончании университета он был оставлен в аспирантуре. Годы учебы в МГУ и время пребывания в аспирантуре совпали с периодом возникновения квантовой механики и ее широкого и успешного применения при анализе многих загадочных физических явлений, происходящих в атомах вещества.

Наряду с активной научной работой в этот период Д. И. Блохинцев начинает читать с 1933 года (после окончания аспирантуры) несколько теоретических курсов и, в частности, курс квантовой механики. В дальнейшем на основе лекций им был написан первый в мире систематический университетский учебник «Основы квантовой механики» (1944 г.), переиздававшийся, с изменениями и дополнениями, и выдержавший двадцать два издания на девяти языках. За него Д. И. Блохинцеву присуждена Государственная премия СССР. В 1934 году Д. И. Блохинцев защищает докторскую (сразу, как исключение) диссертацию, и в 1935 году становится профессором МГУ. С тех пор в этой должности он непрерывно работает на физическом факультете МГУ заведующим кафедрой теоретической ядерной физики.

В 1961 году, будучи директором Объединенного института ядерных исследований, Д. И. Блохинцев стал инициатором и организатором филиала НИИЯФ МГУ в Дубне, на базе ОИЯИ, где студенты и аспиранты, теоретики и экспериментаторы, специализирующиеся по физике атомного ядра и элементарных частиц, могли бы учиться непосредственно в атмосфере научного поиска, активно участвовать в формулировке и разработке новых направлений в теоретической и экспериментальной физике. На этой плодотворной основе филиал НИИЯФ МГУ существует уже более двадцати лет.

Можно с уверенностью сказать, что пример организации учебного процесса на базе крупнейшего международного Объединенного института ядерных

* Труды семинара, посвященного 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева (Дубна, 23 января 1983 г.). Дубна: ОИЯИ 85-570, 1986. С. 45–49.

исследований в Дубне явился чрезвычайно важным для развития университетского образования. Следует заметить, что Московский университет никогда бы сам не смог создать подобную научно-исследовательскую базу.

Начиная с 8 семестра студенты кафедры обучаются в Дубне и слушают ряд курсов по современным вопросам физики. Им читали лекции профессора Д. И. Блохинцев, Б. М. Понтекорво, М. Г. Мещеряков, В. Г. Соловьев, В. В. Балашов, Б. М. Барбашов, доктора физ.-мат. наук С. М. Биленький, Н. М. Плакида, Ю. Ф. Смирнов, В. Б. Беляев, Б. Н. Захарьев, Г. В. Ефимов, доцент С. П. Иванова.

В частности, Д. И. Блохинцев читал курс «Дополнительные главы квантовой механики», на основе которого появилась его монография «Принципиальные вопросы квантовой механики» (1966 г.), переведенная на английский и французский, японский и др. языки.

Со студентами кафедры теоретической ядерной физики ведутся активные занятия по специальности «Прикладная математика» на базе Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ, обладающей уникальным вычислительным комплексом, обширными библиотеками стандартных программ.

Поэтому учебный план кафедры с самого начала предусматривал обучение студентов по двум специальностям — «Ядерная физика» — кафедра Д. И. Блохинцева и «Прикладная математика».

Базой кафедры явилась Лаборатория теоретической физики ОИЯИ. Тем самым научная работа студентов и аспирантов кафедры Д. И. Блохинцева была неразрывно связана с научно-тематическими планами Лаборатории теоретической физики, крупнейшей в мире, и определялась ими.

С 8 семестра каждый студент имеет научного руководителя, так что достигается индивидуальное обучение студентов.

В силу того, что студент попадает в активно работающую научную группу, тема его производственной практики, дипломной работы составляет часть одной из тем, утвержденных планом работы Лаборатории теоретической физики. Поэтому, как правило, дипломная работа публикуется.

На кафедре Д. И. Блохинцева ежегодно обучалось примерно 15 студентов и 5–6 аспирантов. Важной особенностью в работе этой кафедры было то, что на ней обучались в форме прикомандированных к филиалу НИИЯФ МГУ многие студенты более чем из тридцати университетов страны (Кишиневского, Саратовского, Дальневосточного, Башкирского, Азербайджанского, Гомельского, Тбилисского, Ереванского и др.) — по 5–10 человек в год.

Все они имели такие же прекрасные возможности проходить обучение в коллективе Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, как и студенты МГУ. Это была очень эффективная и в своем роде уникальная форма помощи периферийным вузам.

В целом, как мы видим, опыт кафедры ядерной физики под руководством Д. И. Блохинцева содержал целый ряд ярких новаторских моментов.

Вернемся к учебнику Д. И. Блохинцева «Основы квантовой механики». Причины отмеченного выше широкого признания этой книги-курса лежат

в том, что развернутый университетский учебник Д. И. Блохинцева с необходимой полнотой освещает как принципиальные вопросы квантовой механики, так и важнейшие физические приложения. Он написан столь ясным языком как с физической, так и с математической точек зрения, что оказался доступным широким студенческим кругам инженерно-физических, химических, педагогических и других учебных заведений как раз в ту эпоху, когда происходило бурное освоение атомной энергии, и квантовая механика очень быстро становилась инженерной наукой.

Д. И. Блохинцев постоянно обновлял материал учебника, добавив, в частности, в 5-е издание (1965 г.) материалы о континуальном интегрировании по траекториям Фейнмана, о полюсах амплитуды рассеяния, аналитически продолженной в комплексную плоскость переменной углового момента (полюса Редже) и т. д.

Важной оригинальной чертой учебника Д. И. Блохинцева явилось большое внимание, которое там уделено методологическим вопросам. Д. И. Блохинцев писал в предисловии к пятому изданию (1976 г.): «Я всегда придавал большое значение правильной методологии, без владения которой даже самый отличный ум приобретает оттенок ремесленничества». Поэтому материалистическая методология где явно, где менее явно, пронизывает всю книгу.

Д. И. Блохинцев — автор концепции квантовых статистических ансамблей, которую он изложил в своем учебнике. Его подход, обладая большой эвристической силой, помогает устранить ряд внутренних противоречий в интерпретации квантовой механики и установить тесную связь между квантовой механикой и статистической физикой. Эта концепция «московской школы», в отличие от более популярной концепции «копенгагенской школы», отводит более скромную роль наблюдателю, и повсюду подчеркивает объективный характер квантовых ансамблей и управляющих ими закономерностей.

Особенно подробно эти вопросы обсуждаются в монографии Д. И. Блохинцева «Принципиальные вопросы квантовой механики» (1966 г.) и в книге «Квантовая механика» (лекции по избранным вопросам, 1981 г.). В этих работах Д. И. Блохинцеву удалось прояснить важные вопросы теории измерений, бывшие неясными у Н. Бора.

Первостепенную роль здесь играет статистический оператор (матрица плотности), описывающий состояние микросистемы в квантовом ансамбле общего типа, состоящем из повторения макроскопической обстановки M и находящейся в ней микросистемы μ . Д. И. Блохинцев впервые отметил, что включение в рассмотрение квантово-механическими методами макроскопического прибора требует описания всей ситуации методом матрицы плотности ρ_μ , т. е. методами теории открытых систем.

Д. И. Блохинцевым сделан вывод о том, что макроскопическая система B будет служить измерительным прибором для определения величины L , присущей микрочастице μ , если с течением времени t исчезнут интерференционные члены в статистическом операторе:

$$\rho(x, Q | x', Q'; t) = \sum_{n, m} R_{nm}(Q | Q'; t) \psi_n(x) \psi_m^*(x),$$

где Q — координаты системы B (формула (11.13) в книге «Квантовая механика. Лекции по избранным вопросам», 1981 г.).

Указанный важный общий вывод иллюстрируется некоторыми конкретными примерами. В таком изложении не возникают парадоксы, связанные со скачкообразным изменением волновой функции микрообъекта μ в результате измерения, например, стягивание волнового пакета

$$\psi_{\mu}(x) = \sum_n C_n \psi_n(x) \rightarrow \psi_n(x),$$

если измерено $L = L_n$.

Д. И. Блохинцев с удовлетворением писал по этому поводу в предисловии к своей книге «Квантовая механика. Лекции по избранным вопросам», 1981 г.: «Я надеюсь, что в этих лекциях мне удалось заполнить все пробелы в этом “московском” понимании квантовой механики, дополнив ее теорией измерений».

Список литературы

1. *Самойлович А. Г.* Рецензия на книгу Д. И. Блохинцева «Введение в квантовую механику». М.: Гостехиздат, 1944; УФН. 1946. Т. 30, вып. 3–4. С. 345.
2. *Барбашов Б. М.* Дмитрий Иванович Блохинцев (К шестидесятилетию со дня рождения) // УФН. 1968. Т. 94, вып. 1. С. 185–187.
3. *Боголюбов Н. Н. и др.* Дмитрий Иванович Блохинцев (К семидесятилетию со дня рождения) // УФН. 1978. Т. 124, вып. 1. С. 193–196.
4. *Ширков Д. В.* Новое издание популярного учебника (Рецензия на учебник Д. И. Блохинцева «Основы квантовой механики». М.: Наука, 1976. 5-е изд.) // УФН. 1978. Т. 124, вып. 1. С. 197–198.
5. *Боголюбов Н. Н. и др.* Памяти Дмитрия Ивановича Блохинцева // УФН. 1980. Т. 130, вып. 1. С. 185–188.

СТРОЕНИЕ ВЕЩЕСТВА, КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА И НОВЫЙ ЯЗЫК ФИЗИКИ: УРОКИ Д. И. БЛОХИНЦЕВА

А. Л. Куземский

1. Д. И. Блохинцев и моя учеба в МГУ. Летом 1959 г. я впервые приехал в Москву. Главным моим занятием в этой поездке была покупка книг по физике и математике. В моем городе, Донецке, именно с этими книгами были проблемы. Приходилось ходить в городскую библиотеку, благо она располагалась прямо напротив моей школы. Одной из первых купленных мною книг был «Элементарный учебник физики» под ред. Г. С. Ландсберга в 3-х томах. В то время в букинистических магазинах Москвы можно было найти практически любую книгу. Я собрал два больших чемодана книг, которые и увез с собой. Среди этих книг был сборник Дж. К. Максвелла «Статьи и речи», и его же «Материя и движение». Уже тогда я делал выписки из книг. Одно высказывание Максвелла особенно запомнилось: «Наука захватывает нас только тогда, когда, заинтересовавшись жизнью великих исследователей, мы начинаем следить за историей развития их открытий». В книге М. Фарадея «Силы материи и их взаимоотношения» [1] я нашел объяснение этим словам Максвелла. Именно Фарадея он имел в виду; именно изучение записных книжек Фарадея в значительной мере подтолкнуло Максвелла к построению теории электромагнитных процессов. Об этом же рассказывалось в увлекательной форме в книге «Михаил Фарадей» В. Оствальда. Роль примеров и знаковых ученых в истории науки общеизвестна. Поэтому не случайно целые страны начинали свое развитие науки с культивирования образа ученого, достойного подражания. Как сообщается в авторитетной монографии [2], «одна из первых фундаментальных книг по психологии научного творчества — «Великие люди» [3] — была написана в начале XX в. выдающимся немецким химиком В. Оствальдом (1853–1932) [4] по просьбе Министерства просвещения Японии, стремившегося, опираясь на «европейские методы организации научной работы, наладить рациональную систему воспитания и подбора научных кадров». Между прочим, Я. А. Смородинский позже рассказывал мне, что именно книга В. Оствальда «Великие люди», прочитанная им в юности, определила его интерес к науке и на многие годы сформировала его понимание научного творчества. Я убежден, что подробная научная биография Д. И. Блохинцева послужила бы делу возрождения интереса к науке среди молодежи в России, не менее чем в свое время книга В. Оствальда.

Среди книг, купленных мною в Москве, были первые издания книг по квантовой механике Гейзенберга, Дирака, Фока и Гэрни. Была

среди них и книга Д. И. Блохинцева «Введение в квантовую механику» (1-е издание). В 1959 г. в городской библиотеке Донецка я прочитал статью Д. И. Блохинцева «Новые представления об электро́не», опубликованную в журнале «Природа» [5]. Нужно сказать честно, что я мало что мог понять в этой статье; кроме того, очень затрудняли чтение непонятные слова «эмпириокритицизм», «неисчерпаемость электро́на», «мю-мезон», «нейтрино» и т. д. Помню, я был поглощен проблемой: если электро́н — это элементарная частица, то как же он может иметь ту сложную структуру, которая описывалась в статье Блохинцева? Обратившись к его книге «Введение в квантовую механику», я был увлечен очень образным, ярким языком автора, какой-то особенной приподнятостью стиля, сочетающего в себе также ясность и здравый смысл. Конечно, моих знаний девятиклассника не хватало для того, чтобы вполне понять эту книгу, но это имя — Д. И. Блохинцев — врезалось в память.

В 1963 г. я поступил на первый курс физического факультета МГУ. Лекции по общей физике читал академик И. К. Кикоин, который заражал студенческую аудиторию своим энтузиазмом и покорял блестящим и глубоким изложением физики. В общежитие на Ломоносовском проспекте практически каждую неделю приходили профессора физического факультета и рассказывали о своих кафедрах и их специализациях. Запомнились встречи с А. А. Власовым, В. Л. Бонч-Бруевичем, Я. П. Терлецким, Д. Д. Иваненко, Е. И. Кондорским, И. М. Терновым и многими другими. Я посещал множество спецкурсов на механико-математическом факультете и научные семинары на физическом факультете, в частности регулярно посещал семинары И. М. Лифшица и Я. П. Терleckого; прослушал полный спецкурс по теории твердого тела М. Я. Азбеля. Также я ходил на семинары в Институт физических проблем, где запомнились яркие и интересные доклады и выступления М. И. Каганова, И. Е. Дзялошинского и Л. П. Питаевского.

В 1965 г. я увидел на факультете объявление о встрече студентов с Д. И. Блохинцевым и, конечно же, пошел на эту встречу. Это был небольшой «десант» из Дубны: Д. И. Блохинцев приехал с группой сотрудников Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований. Уверенность, с которой Д. И. Блохинцев провел эту встречу, завораживала. Он почему-то напоминал мне адмирала на капитанском мостике корабля, в окружении офицеров, уверенно прокладывающего курс в какие-то дальние и еще не исследованные воды. Когда он начинал говорить, то было невозможно пошевелиться; была какая-то особая магия его слов, особенная образность и в то же время простота и ясность. Впоследствии, когда я прочитал характеристику стиля Пушкина: «просто, коротко и ясно», сразу подумал, что и к стилю Блохинцева эти слова вполне применимы. Потом Д. И. Блохинцев еще несколько раз встречался со студентами, рассказывал о своей кафедре теории атомного ядра, об ОИЯИ, об условиях работы в Дубне. В тот же период Б. М. Понтекорво прочитал лекции об Э. Ферми и Э. Майоране и также приглашал студентов в Дубну. Переломным моментом для моего решения поступить на кафедру Блохинцева было появление в 1965 г. книги С. В. Тябликова (1921–1968) о квантовой теории магнетизма.

Изучение этой книги [6], а также несколько лекций С. В. Тябликова, прочитанных им на кафедре магнетизма физического факультета МГУ, стимулировали мою решимость распределиться на кафедру теории атомного ядра. Дело было в том, что в 1966 г. С. В. Тябликов возглавил вновь созданную группу статистической механики и теории твердого тела в ЛТФ ОИЯИ. Таким образом, все складывалось так, что нужно было ехать в Дубну.

2. Дубна. В 1966 г. я сдал вступительный экзамен-собеседование С. М. Биленькому и был зачислен на кафедру «Теория атомного ядра». С января 1967 г. начались занятия в филиале МГУ на ул. Ленинградской в Дубне. Д. И. Блохинцев встречался со студентами кафедры, рассказывал об исследованиях, ведущихся в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ. Несколько раз мне пришлось беседовать с ним по поводу некоторых моментов организации учебного процесса. Сразу же становилось ясно, что Дмитрий Иванович — прирожденный организатор; все возникающие проблемы он разрешал, руководствуясь здравым смыслом и пользой дела, быстро и четко. Дмитрий Иванович был также прекрасным лектором. Мне посчастливилось прослушать полный курс его лекций «Принципиальные вопросы квантовой механики» по его книге [7]. Ясность мысли и блестящий образный язык лектора превращали эти лекции в незабываемое интеллектуальное путешествие по самым увлекательным местам физической науки, будили фантазию и заражали энтузиазмом. Многое было непонятно и приходилось задавать вопросы; по некоторым аспектам я даже пытался с ним спорить. Приведу здесь только несколько эпизодов.

Во время лекций Дмитрий Иванович несколько раз и как бы мимоходом заметил, что «уравнение Шредингера не выводится!» Вот что он пишет в § 28 своей книги [8]: «Во многих курсах [квантовой механики] стремятся «вывести» уравнение Шредингера. На самом деле, это уравнение ниоткуда не выводится, а образует основу новой теории. Поэтому мы предпочитаем постулировать его, ограничившись приведенными выше доводами в пользу такого постулата... Оно образует одну из основ квантовой механики и обоснование свое находит не столько в теоретических и исторических обстоятельствах, приведших к установлению этого уравнения, сколько в согласии с опытом». Такую точку зрения можно понять, но трудно было принять как свою собственную. Если это столь важное и центральное уравнение всей квантовой механики, то, казалось бы, оно должно быть «строго» выводимо из каких-то базовых принципов?! Например, в книге Д. Бома «Квантовая теория» [9] есть большой раздел «Вывод уравнения Шредингера». Замечу, что книга Д. Бома [9] по-прежнему остается одной из лучших книг, излагающих *физическое содержание* квантовой механики; это же нужно сказать и о книге Д. И. Блохинцева [8]. В перерыве между лекциями я подходил к Дмитрию Ивановичу с этими вопросами; однако здесь он был краток: «Такова моя позиция».

Уже позднее, в 1983 г., в книге, посвященной математическим аспектам уравнения Шредингера [10], я нашел формулировку квантовой механики в виде набора постулатов. Постулат 3 гласит: «Пусть в какой-либо момент времени $t = 0$ состояние системы изображается вектором ψ_0 . Тогда в любой

момент времени t состояние системы изображается вектором $\psi(t) = U_t \psi_0$, где U_t — унитарный оператор, называемый оператором эволюции. Вектор-функция $\psi(t)$ дифференцируема, если $\psi(t)$ содержится в области определения D_H оператора H хотя бы при $t = 0$, и в этом случае справедливо следующее соотношение:

$$H\psi(t) = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi(t)}{\partial t}, \quad (1)$$

где $\hbar$ — постоянная Планка. Соотношение (1) является основным уравнением квантовой механики и называется уравнением Шредингера.

Существует много сходных, «математически продвинутых» вариантов изложения формальной структуры квантовой механики [11, 12]. Тем не менее продолжают (и в немалом количестве) попытки «вывести» уравнение Шредингера. Интуиция и здесь не подвела Д. И. Блохинцева; можно было бы посвятить всю жизнь этому (весьма увлекательному) вопросу, но тогда не осталось бы времени для других проблем. В тот период книга Д. Бома [9] была моим основным чтением. Меня озадачивало то, что нигде кроме этой книги не обсуждался вопрос о *понятии силы* в квантовой механике. Мне казалось, что это понятие невозможно определить в рамках квантовой механики. Обратившись к Дмитрию Ивановичу с этим вопросом, я заметил его явное нежелание что-то говорить по этому поводу. Его ответ был таков: данная проблема выходит за рамки читаемого им спецкурса. Мне до сих пор непонятно, что вызвало такое недовольство Д. И. Блохинцева, мой вопрос или проблема сама по себе. Замечу, что в квантовой химии понятие силы возникает неизбежно. Решается данный вопрос в рамках теоремы Гельмана–Фейнмана [13]. Теорема утверждает, что градиент энергии по некоторому параметру $dE/d\alpha$ равен ожидаемому значению градиента гамильтониана по этому параметру $dH/d\alpha$. Чтобы вычислить $dE/d\alpha$ (где параметр α может быть углом или длиной молекулярной связи, зарядом ядра или напряженностью внешнего поля), достаточно вычислить оператор $dH/d\alpha$, а затем найти его ожидаемое значение. Именно на основе этой теоремы обсуждается проблема структуры молекул. При этом возможно установить равновесную геометрию молекул путем рассмотрения сил, действующих на ядра атомов.

Еще одним «трудным» вопросом в связи с лекциями Блохинцева стала проблема «физического смысла» волновой функции. Дебаты между студентами по этому вопросу продолжались в общежитии на ул. Ленинградской в Дубне до глубокой ночи. Следующая фраза из § 28 учебника [8] казалась непостижимой: «Связанная с уравнением Шредингера постановка вопроса “найти $\psi(x, t)$, если дана $\psi(x, 0)$ ”, имеет смысл лишь в том случае, если $\psi(x, 0)$ может быть однозначно сопоставлено с некоторыми определенными физическими условиями. Такое сопоставление не является, однако, тривиальным, так как волновая функция по самой своей природе является величиной неизмеримой... Измеримыми являются значения механических величин L , M , N частицы (или системы частиц) и вероятности, с которыми обнаруживаются эти значения в ансамбле частиц (или систем)». Что здесь означает выражение «по самой своей природе» и откуда возникает «вероятность», было непонятно. Эти вопросы Дмитрий Иванович старался разъяснить, как всегда ярко и блистательно. Однако, как хорошо известно, все эти вопросы

остаются актуальными и сейчас и продолжают интенсивно обсуждаться. Как заметил Р. Фейнман [14], «было время, когда газеты писали, что теорию относительности понимают только 12 человек. Мне лично не верится, что это правда... Но, мне кажется, я смело могу сказать, что квантовой механики никто не понимает». Споры и обсуждения интерпретации квантовой механики и ее фундаментальных основ продолжают с неослабевающей интенсивностью (см., например, книги [15, 16]). В предисловии к недавней книге [17] с примечательным названием «Куда идешь, квантовая механика?» Роджер Пенроуз пишет: «Квантовая механика — несомненно одно из высочайших интеллектуальных достижений XX в., — все еще остается полной глубоких тайн...» Здесь будет уместно привести также высказывание крупнейшего физика XX в., нобелевского лауреата М. Гелл-Манна: «Квантовая механика — это не только (и не просто) теория; скорее это есть система взглядов и остов, которым должна соответствовать вся современная физика» [18]. Эти три высказывания Фейнмана, Пенроуза и Гелл-Манна можно объединить в одно: на самом глубинном уровне язык природы — это язык квантовой механики; этим и обуславливается ее «непостижимость и невыразимость» в рамках языка обычного повседневного опыта. Язык квантовой физики следует не обычной логике человеческого сознания, а особой, **квантовой логике**. Это обстоятельство объясняет, почему Дмитрий Иванович снова и снова возвращался к проблемам интерпретации и обоснования квантовой механики [19–21]. Книга Д. И. Блохинцева [21], посвященная теории измерений, является изложением курса лекций, прочитанных для молодых ученых ОИЯИ в 1974 г. Мне также довелось прослушать эти лекции. Было ясно видно, что его мысль и усилия были обращены к этой труднейшей цели: изложить (хотя бы отчасти) язык квантовой физики и законы квантовой логики на языке уже доступных человеческому восприятию понятий. То, что ему это, в значительной мере, удалось сделать, говорит неослабевающий интерес к его книгам [7, 8, 21] и статьям [19, 20].

3. Квантовые ансамбли и распределение Гиббса. Во время чтения лекций по курсу «Принципиальные вопросы квантовой механики» Д. И. Блохинцев настойчиво подчеркивал несколько своих основополагающих тезисов: 1) квантовая механика по своему существу является статистической теорией; 2) квантовая механика изучает законы движения микрочастиц в квантовом ансамбле; 3) не существует способов «вывести» статистические закономерности из закономерностей детерминированных. Каноническое распределение Гиббса является постулатом. Статистический оператор является функционалом только аддитивных интегралов движения (в большинстве случаев только энергии). Эти положения вызвали тогда (и вызывают сейчас) наибольшее число вопросов. Действительно, можно считать (как это делается в работе [22]), что каноническое равновесное распределение Гиббса является постулатом. Более точно, это распределение есть следствие **гипотезы**, согласно которой единственное равновесное состояние системы описывается стационарными решениями определенного вида, зависящими от таких интегралов движения, как энергия, полный импульс, момент количества движения, число частиц системы [23]. Хорошо известно, что статистическая механика как

равновесных, так и неравновесных процессов исходит из уравнений механики (квантовой или классической) для системы многих частиц, составляющих ту или иную макроскопическую систему. Интегрирование этой системы уравнений невыполнимо из-за очень большого числа переменных и невозможности установить начальные условия для этих уравнений. Поэтому для изучения подобных систем пользуются методами статистической механики. Эти методы опираются на введение функций распределения в классической статистической механике или статистического оператора в квантовой статистической механике. Благодаря применению ансамблей Гиббса, в статистической механике вводится *вероятностная трактовка* динамических процессов. Следует подчеркнуть, что вопросы о роли и значении случайного и вероятностного поведения физических систем и их хаотической динамики весьма сложны и сейчас интенсивно разрабатываются [24, 25].

Хотя идеи Гиббса широко известны, многие из поставленных им проблем не решены до сих пор [26, 27]. Возможен подход [28, 29], при котором каноническое равновесное распределение Гиббса выводится из обобщенного вариационного принципа (экстремум энтропии). Этот подход допускает обобщение для случая статистической механики неравновесных процессов (экстремум информационной энтропии) [30], где он оказался весьма эффективным [23]. С этими вопросами тесно связан вопрос о природе вероятности в классической [24] и квантовой [31] физике, который сейчас интенсивно обсуждается.

4. Язык Природы — это «квантовый» язык. В книгах по квантовой механике 30-х годов о квантовой механике говорится как о «новом языке физики и химии». Д. И. Блохинцев в своих работах это также подчеркивает. Интерес к языку, как явлению, по-видимому, не оставлял его всю жизнь. У него был очевидный ораторский и писательский дар. Мне довелось присутствовать при разговоре Дмитрия Ивановича со своими учениками о природе языка. Он рассказывал о только что прочитанной книге Ф. Фолсома «Книга о языке» [32]. Рассказ был чрезвычайно увлекательным и продолжался около часа, в течение которого все слушатели были полностью захвачены этим блестящим импровизированным «докладом». Я потом довольно долго искал эту книгу Фолсома, а найдя, прочитал с большим интересом. Потом я уже стал самостоятельно искать и читать книги о происхождении языка [33], но первый импульс был дан Блохинцевым. В последней философской публикации Дмитрия Ивановича «Размышления о проблемах познания и творчества и закономерностях процессов развития» [34] я также нашел отзвуки этого разговора о языке, как и множество других его очень ценных размышлений о физике и биологии, о генетическом коде, о происхождении жизни и теории эволюции. Казалось бы, эти вопросы далеки от его интересов как физика. Однако он неоднократно подчеркивал, что узкая специализация сушит творческую мысль. Он, например, во время лекций неоднократно повторял, что занятие передовыми проблемами квантовой теории поля не должно приводить к забвению физики как целостной науки. «Нужно знать и изучать всю физику, все ее разделы», — многократно подчеркивал Дмитрий Иванович. Поэтому его стремление выйти за пределы физики и охватить мысленно соседние области науки, есть отголоски того целостного, «натур-

философского» подхода, который в конце XIX и начале XX в. еще ощущался в книгах Дж. К. Максвелла, Г. Гельмгольца, Дж. У. Рэлея, Г. Лоренца, П. П. Лазарева [35] и др. Этот широкий взгляд на науку был присущ многим крупнейшим физикам, современникам Блохинцева: Бору [36], Гейзенбергу, Борну, Шредингеру [37–39], Гамову, Маркову.

5. Материя и философия. В статьях и книгах Д. И. Блохинцева встречаются многочисленные упоминания о «материи» и о «материализме». Этот термин настолько прочно внедрился в повседневный обиход, что его первоначальное значение почти потеряно.

Между тем известно, что термин «материя» не является естественно-научным понятием. В рамках физики он никак не определяется. Термин этот сугубо философский. Его возникновение относится ко временам Древней Греции [40]. Еще тогда зародилась идея, согласно которой все тела состоят из мельчайших частичек. Одним из основоположников этой идеи был греческий философ Демокрит (ок. 460 — ок. 370 гг. до н. э.). Мельчайшие частицы вещества Демокрит назвал атомами, что означает неделимые. Идеи древних атомистов были изложены много позднее римским писателем Лукрецием Каром (ок. 99 — 55 гг. до н. э.) в поэме «О природе вещей» [41]. Это сочинение является по существу своеобразной *теорией всего* (theory of everything) для своего времени. Лукреций Кар делает попытку дать целостную картину всем явлениям и вещам, исходя из гипотезы об атомистическом **строении вещества**. Он пишет:

Ибо о сущности высшей небес и богов собираюсь
Я рассуждать для тебя и вещей объясняю начала,
Все из которых творит, умножает, питает природа
И на которые все после гибели вновь разлагает.
Их, объясняя их суть, материей мы называем...

Такие воззрения встретили активное сопротивление уже в античной философии Платона. Это проницательно описывает И. Д. Рожанский: «Чьи же это воззрения, которые так картинно изложил Платон и с которыми он так яростно борется? Это воззрения физиков V в. до н. э. — Эмпедокла, Анаксагора, атомистов».

Материализм прошел сложный и извилистый путь от Демокрита и Левкиппа до марксистского и диалектического материализма. Примечательно, что на 20-е — 30-е годы XX в. пришелся «расцвет» *вульгарного материализма* [42], во многом определившего положение дел в советской философской науке; он же определил все последующие так называемые «философские дискуссии» по проблемам физики, квантовой химии, кибернетики и биологии. Об этом не следует забывать, читая статьи по философии квантовой физики В. А. Фока, Д. И. Блохинцева, М. А. Маркова [43]. На фоне «псевдофилософии» вульгарных материалистов их рассуждения и философский уровень мысли резко отличаются от писаний современных им философов. Феномен «идеологизированной науки» советского периода подробно проанализирован с разных сторон (см., например, книгу [44]). Здесь приводится пример того, как на страницах журнала «Вопросы философии» (1952 г. № 1) происходи-

ло обсуждение статьи Г.И. Наана «К вопросу о принципе относительности в физике» (1951 г. № 2). «За исключением заметки Д.И. Блохинцева, который в связи с обсуждением статьи Г.И. Наана просто изложил свое понимание инерциальной системы, остальные авторы подвергли обсуждаемую статью резкой критике» [44].

Говоря о Д.И. Блохинцеве, нельзя не упомянуть о его частых ссылках на книгу «Материализм и эмпириокритицизм» В.И. Ленина. В этой книге подвергаются сокрушительной критике философы Э. Мах (1838–1916), Р. Авенариус (1843–1896), математик и физик Анри Пуанкаре (1854–1912) [45] и его двоюродный брат, физик Люсьен Пуанкаре, написавший книгу «Эволюция современной физики» [46]. Р. Авенариус, один из основоположников *эмпириокритицизма*. Центральное понятие философии Авенариуса — опыт; основные идеи этой философии изложены в книге [47]. Критика эмпириокритицизма и т.н. *махизма* и составила основное содержание книги «Материализм и эмпириокритицизм». Сейчас основные книги Маха [45–48] и Авенариуса [47] переизданы; можно самостоятельно проанализировать эту полемику и оценить труды Д.И. Блохинцева, где она затрагивается. Видно, что Д.И. Блохинцев излагает свое понимание тех физических и гносеологических вопросов, о которых идет речь, не прибегая к чрезмерной «идеологизации науки». Знаменитая фраза о «неисчерпаемости электрона» в свете последующего развития физики [51–54] остается только фразой и ничем иным. Можно сожалеть, что многие глубокие размышления о природе физического знания, такие как анализ физических теорий Анри Пуанкаре [45] и Пьера Дюгема (1861–1916) [55] были вытеснены за рамки обсуждений в советский период. Сейчас интерес к работам Дюгема снова возрождается [56, 57], в частности благодаря выдающемуся историку и философу науки Стэнли Яки.

Интересно отметить, что книга Л. Пуанкаре «Эволюция современной физики» [46] заканчивается разделом «Будущее физики». По словам Л. Пуанкаре, «...старые рамки, в которых классические трактаты все еще замыкают различные главы физики, разлетаются во всех частях». Если сравнить то, что пишет Л. Пуанкаре, с тем, что пишется сто лет спустя о передовых рубежах науки, видно, как далеко вперед ушла наука, как изменился ее характер и понятийный аппарат. Хотя дальние цели науки и Л. Пуанкаре, и современные исследователи видят примерно одинаково: «...исследователей, вступающих на эти новые пути, ведет надежда высшего порядка... овладеть в один прекрасный день высшим принципом, который и будет господствовать во всей физике» [46]. Это те же самые «мечты об окончательной теории», о которых пишет С. Вайнберг в своей книге [58].

6. Итоги. После написания подробного обзора [59] о работах Д.И. Блохинцева и комментариев к его статьям по теории твердого тела и оптике стало понятно, что многие важные вещи еще можно было бы сказать, как о самом Дмитрие Ивановиче, так и о его работах. Из-за недостатка места здесь тоже о многом не удалось рассказать. Между тем, интерес к трудам Д.И. Блохинцева и его биографии велик и у нас и на Западе [60].

В связи с этим хочется еще раз вспомнить слова Дж. К. Максвелла: «Всякий великий человек является единственным в своем роде. В историческом шествии ученых у каждого из них своя определенная задача и свое определенное место». Современный исследователь науки справедливо продолжает [61]: «Биография всякого ученого многопланова. В ней в единое целое “сплетены” и время в его разных измерениях, и современная наука, и особенности приобщения молодого человека к ней, и то, какие ее вопросы получили наиболее глубокий отклик во всем строе его духовной жизни... главной задачей научной биографии является раскрытие “пересечения” индивидуальной биографии ученого с биографией самой науки». В отношении подробной научной биографии Д. И. Блохинцева эта работа в полной мере еще не выполнена, и ее еще предстоит проделать. Здесь будет большим подспорьем опубликованная недавно в издательском отделе ОИЯИ автореферат работ Д. И. Блохинцева «Мой путь в науке» [62]. Было бы весьма желательно написать научную биографию Д. И. Блохинцева как можно быстрее. Это будет не только той «данью уважения к старшим», о которой писал М. Фарадей [1], но и несомненно будет способствовать возрождению отечественной науки. М. Фарадей заканчивает свою книгу [1] следующими словами: «В самом деле, какие науки более свойственны уму человека, чем науки естественные? И что помогает человеку больше всего проникать в действие тех законов, познание которых показывает, как интересны даже самые незначительные явления природы, и обнаруживает

...язык в деревьях, книгу в ручьях,
Летописи в скалах и всюду гармонию...»

Не сомневаюсь, что Дмитрий Иванович вполне согласился бы с этими словами.

Список литературы

1. *Фарадей М.* Силы материи и их взаимоотношения: Пер. с англ. М.: Гос. Анти-религиозное Изд-во, 1940.
2. *Рашковский Е. Б.* Науковедение и Восток. М.: Наука, 1980.
3. *Оствальд В.* Великие люди. СПб.: 1910.
4. *Родный Н. И., Соловьев Ю. И.* Вильгельм Оствальд. М.: Наука, 1969.
5. *Блохинцев Д. И.* // Природа. 1959. № 9. С. 25–29.
6. *Тябликов С. В.* Методы квантовой теории магнетизма. М.: Наука, 1965.
7. *Блохинцев Д. И.* Принципиальные вопросы квантовой механики. 2-е изд. М.: Наука, 1987.
8. *Блохинцев Д. И.* Основы квантовой механики. 5-е изд. М.: Наука, 1976.
9. *Бом Д.* Квантовая теория. М.: Физматлит, 1961.
10. *Березин Ф. А., Шубин М. А.* Уравнение Шредингера. М.: Изд-во МГУ, 1983.
11. *Фаддеев Л. Д., Якубовский О. А.* Лекции по квантовой механике для студентов-математиков. Л.: Изд-во ЛГУ, 1980.
12. *Алексеев И. С., Овчинников Н. Ф., Печенкин А. А.* Методология обоснования квантовой теории. М.: Наука, 1984.
13. *Слетер Дж.* Электронная структура молекул. М.: Мир, 1965.
14. *Фейнман Р.* Характер физических законов. М.: Мир, 1968. С. 139.

15. *Марков М. А.* О трех интерпретациях квантовой механики. М.: Наука, 1991.
16. *Аккарди Л.* Диалоги о квантовой механике. М.: РХД, 2004.
17. *Quo Vadis Quantum Mechanics?/Eds.: A.Elitzur, S.Dolev, N.Kolenda.* Berlin: Springer, 2005.
18. *Gell-Mann M.* The Quark and the Jaguar. New York: W. H. Freeman and Co., 1994.
19. *Блохинцев Д. И.* // УФН. 1968. Т. 95. С. 75.
20. *Блохинцев Д. И.* // УФН. 1977. Т. 122. С. 745.
21. *Блохинцев Д. И.* Квантовая механика. Лекции по избранным вопросам. М.: Атомиздат, 1981.
22. *Петрина Д. Я., Герасименко В. И., Малышев П. В.* Математические основы классической статистической механики. Киев: Наук. Думка, 1985.
23. *Kuzemsky A. L.* // Intern. J. Mod. Phys. B. 2007. V. 21. P. 2821–2942 (cond-mat/0707.0753).
24. *Рюель Д.* Случайность и хаос. М.: РХД, 2001.
25. *Эбелинг В., Файстель В.* Хаос и космос. М.: РХД, 2005.
26. *Козлов В. В.* Тепловое равновесие по Гиббсу и Пуанкаре. М.: РХД, 2002.
27. *Крылов Н. С.* Работы по обоснованию статистической физики. М.: УРСС, 2003.
28. *Рюель Д.* Термодинамический формализм. М.: РХД, 2002.
29. *Jaunes E. T.* Papers on Probability, Statistics and Statistical Physics / Ed. R. D. Rozenkrantz. Dordrecht: D. Reidel Publ., 1983.
30. *Зубарев Д. Н.* Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Физматлит, 1971.
31. *Khrennikov A.* Interpretations of Probability. VSP, Utrecht-Boston, 1999.
32. *Фолсом Ф.* Книга о языке. М.: Прогресс, 1977.
33. *Пинкер С.* Язык как инстинкт. М.: УРСС, 2004.
34. *Блохинцев Д. И.* Размышления о проблемах познания и творчества и закономерностях процессов развития // Теория познания и современная физика / Отв. ред. Ю. И. Сачков. М.: Наука, 1984. С. 53–74.
35. *Лазарев П. П.* Энергия, ее источники на земле и ее происхождение. М.: Изд-во АН СССР, 1959.
36. *Бор Н.* Атомная физика и человеческое познание. М.: ИЛ, 1961.
37. *Шредингер Э.* Мой взгляд на мир: Пер. с нем. М.: КомКнига, 2005.
38. *Шредингер Э.* Наука и гуманизм. М.: РХД, 2001.
39. *Шредингер Э.* Природа и греки: Пер. с англ. М.: РХД, 2001.
40. *Рожанский И. Д.* Развитие естествознания в эпоху античности. М.: Наука, 1979.
41. *Лукреций.* О природе вещей. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
42. На переломе. Философские дискуссии 20-х годов: Философия и мировоззрение / Сост. П. В. Алексеев. М.: Политиздат, 1990.
43. *Марков М. А.* О природе материи. М.: Наука, 1976.
44. *Ахундов М. Д., Баженов Л. Б.* Философия и физика в СССР. М.: Знание, 1989.
45. *Пуанкаре А.* О науке. М.: Наука, 1983.
46. *Пуанкаре Л.* Эволюция современной физики. СПб., 1910.
47. *Авенариус Р.* Критика чистого опыта. М.: УРСС, 2007.
48. *Мах Э.* Механика. Историко-критический очерк ее развития: Пер. с нем. М.: РХД, 2000.
49. *Мах Э.* Популярные лекции по физике: Пер. с нем. М.: РХД, 2001.
50. *Мах Э.* Познание и заблуждение: Пер. с нем. М.: Бином, 2003.
51. *Дуков В. М.* Электрон. М.: Просвещение, 1965.
52. *Андерсон Д.* Открытие электрона. М.: Атомиздат, 1968.

53. *Вайнберг С.* Открытие субатомных частиц. М.: Мир, 1986.
54. *Electron: A Centenary volume / Ed.: M. Springford.* Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
55. *Дюгем П.* Физическая теория. СПб., 1910.
56. *Jaki S.L.* Uneasy Genius: The Life and Work of Pierre Duhem. Boston: Kluwer Academic Publ., 1984.
57. *Hesse M.* Duhem, Quine and a New Empiricism // Knowledge and Necessity / Ed. G. Vesey. Boston, 1970. P. 191.
58. *Weinberg S.* Dreams of a Final Theory. New York: Random House, 1992.
59. *Куземский А. Л.* // ЭЧАЯ. 2008. Т.39, вып. 1. С. 5–81.
60. *Rich V.* // Nature. 1979. V. 278. P. 765.
61. *Родный Н. И.* Очерки по истории и методологии естествознания. М.: Наука, 1975.
62. *Блохинцев Д. И.* Мой путь в науке (автореферат работ) // Дмитрий Иванович Блохинцев. К 100-летию со дня рождения / Под общ. ред. Б. М. Барбашова и А. Н. Сисакяна. Дубна: ОИЯИ, 2007. — Статья 2 в настоящем издании. — *Прим. ред.*

Д. И. БЛОХИНЦЕВ И ЕГО РАБОТА В САРАТОВСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ*

В. В. Игонин

*...Потерял голубую звезду,
Пусто в темном замерзшем лесу.
О потере ревниво молчу...
...Сам себе же упорно шепчу:
— Я ее отыщу, отыщу.*

Д. И. Блохинцев

I. После окончания аспирантуры и защиты диссертации (в 1934 г.) Д. И. Блохинцеву на ее основе была присуждена в 1935 г. ученая степень доктора физики. В том же году он был приглашен на работу в Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского на должность профессора — руководителя создаваемой кафедры теоретической физики физико-математического факультета. Собственно вопрос о ее создании был поставлен гораздо раньше: еще в конце 1919 — начале 1920 гг. рассматривалась возможность создания кафедры на базе существовавшего тогда кабинета теоретической физики физического института СГУ, руководимого С. А. Богуславским. Организация кафедры была признана весьма желательной и в решении VI Всесоюзного съезда физиков (1928 г.), и в постановлении правления университета. Однако реальные возможности для этого появились только к середине 30-х годов XX в. Вот что писала многотиражка университета «За научные кадры» (от 23 июня 1935 г.): «В 1934 г. ... были открыты исторические факультеты при Московском и Ленинградском университетах. В этом году открывается теоретический факультет в Саратовском университете. Это свидетельствует, что СГУ после столичных университетов занимает одно из первых мест по своему научно-учебному оборудованию, библиотеке и своим научным кадрам. Особенно решительно можно будет об этом заявить после осуществления широкой программы, которая намечена в развитии СГУ, начиная с 1935–36 учебного года. С осени 1935 года развертываются новые кафедры и лаборатории по математике, физике, химии, биологии, геологии и т. д. По количеству кафедр СГУ занимает первое место среди университетов

* Труды XII Международной конференции по избранным проблемам современной физики, посвященной 95-й годовщине со дня рождения Д. И. Блохинцева (1908–1979), Дубна, 8–11 июня 2003 г. Дубна: ОИЯИ Д1,2-2003-219, 2003. С. 44–49.

РСФСР после университетов Москвы и Ленинграда. Для руководства новыми кафедрами приглашаются университетом крупные специалисты Советского Союза, профессора Хинчин, Петровский, Курош, Вагнер, Блохинцев и целый ряд других ученых». Месяцем позже та же газета писала (от 29 ноября 1935 г.) в статье ректора Хворостина: «Количество кафедр в СГУ в этом году вырастет с 16 до 34. На занятие их приглашены профессора Московского университета А. Хинчин, И. Петровский, А. Курош и В. Вагнер по математическим кафедрам и Д. Блохинцев по кафедре теоретической физики, Кабак по кафедре динамики развития и т. д.». Наконец, приведем свидетельство областной газеты «Коммунист» в корреспонденции по Саратовскому университету (№ 234(521) от 10 октября 1935 г., с. 4): «...Для руководства кафедрой геометрии прибыл доктор математических наук профессор Вагнер и для руководства кафедрой теоретической физики — доктор физических наук профессор Блохинцев. Кафедрой динамики развития (биологический факультет) заведует приехавший в Саратов профессор Кабак и кафедрой физической географии — профессор Пиотровский».

Мы специально так подробно остановились на документальном обосновании факта о создании кафедры теоретической физики СГУ и ее первом руководителе Блохинцеве Д. И. в связи с тем, что создание кафедры до настоящего времени относили к 1946 году, а работа профессора Блохинцева в СГУ вообще во всех официальных материалах (юбилейных, некрологе и др.) даже не упоминается. Так что, по-видимому, настоящая публикация в этом плане является первой. А это обязывает нас привести еще несколько документальных данных. Официально кафедра теоретической физики была утверждена Наркомпросом летом 1935 г. Тогда же на кафедру, наряду с Блохинцевым, были приглашены Ю. Б. Руммер и С. И. Драбкина. Должность заведующего кафедрой утверждена с 15.XII.1935 г. (приказ по университету от 19 марта 1936 г.). С октября месяца 1936 г. на кафедру был зачислен кандидат физических наук Ш. Ш. Шехтер — ученик Д. И. Блохинцева (приказ от 11.XII.1936 г.). Небезынтересно, что в приказах по университету (от 9.IX и 4.XI.1935 г.) определялось число выполненных Д. И. Блохинцевым учебных часов (лекционных и семинаров). При этом во втором приказе ему дополнительно засчитывалось 50 лекционных часов и 36 семинаров (сверх ранее запланированных). Небезынтересно также, что в должностных перечнях на 1936–37 учебный год устанавливались (в соответствии с приказом Наркомпроса РСФСР — дан в приказе по университету № 5 от 11 января 1937 г.) персональные ставки профессорско-преподавательскому составу, в том числе профессору Блохинцеву (1000 рублей в месяц) и доцентам Драбкиной и Шехтеру (с 1.XII.1930 г.). И что симптоматично — так это весьма не типичное канцелярски-административное распоряжение за подписью профессора Голуба (ВРИО ректора СГУ): «... 9. Прекратить выплату персональных ставок профессору Блохинцеву и доценту Драбкиной с IV.1937 г. ввиду прекращения их работы в университете» (?), т. е. еще до конца семестра. И в завершение первой части нашего сообщения о становлении кафедры теоретической физики СГУ отметим, что Постановлением ВАКК ВКВШ (от 23.V.1938 г.). Шехтер Ш. Ш. был утвержден в ученом звании доцента по

кафедре теоретической физики, а затем приказом ВКВШ при СНК СССР утвержден в должности ВРИО зав. кафедрой теоретической физики (приказ от 9 июня 1938 г.).

II. Учебно-педагогическая работа по теоретической физике с приходом Блохинцева и др. естественно повысила необходимые и уровень, и систематичность, и последовательность, поскольку выполнялась специалистами данного профиля в рамках университетской структурной ячейки — кафедры теоретической физики: читались курсы квантовой механики, теории поля и электронной теории, статистической физики и термодинамики, теории относительности и курс «Дополнительные главы современной физики», посвященный элементарной теории атома и радиоактивности, а также другие курсы. Для общего представления об уровне лекционных занятий и семинаров целесообразно привести названия некоторых научных работ Блохинцева, опубликованных в «саратовский» период и в первые годы после работы в СГУ (несомненно, задуманных в Саратове): «Время жизни частиц в адсорбированном состоянии» (совм. с Ш. Шехтером). «Атомистика в современной физике» (совм. с Ф. Гальпериным). «Материя, масса и энергия» (совм. с Ф. Гальпериным). «Эфир» (совм. с Ф. Гальпериным в журнале «Фронт науки и техники»). «В чем заключаются основные особенности квантовой механики». «Дискуссия о структуре атомного ядра» (в «Успехах физических наук»). «Что такое теория относительности». ОНТИ. М.—Л. 1936 г. Повторно оговоримся, что перечень не включает как ранние работы, так и все последующие публикации Блохинцева, равно как и не подразумевает какую-либо их характеристику.

Весьма важно, однако, отметить, что работа профессора Блохинцева в СГУ не ограничивалась только одной академической нагрузкой. Им сразу же была развита систематическая, вне должностной сетки, научно-популярная и просветительская деятельность. Вот что писала областная газета «Коммунист» (№ 244(531) от 22 октября 1935 г. С. 4): «Прибывший из Москвы для работы в Саратовском университете профессор Блохинцев Д. И. прочтет цикл лекций для научных работников Саратова на тему «Проблемы атомного ядра». Первая лекция состоится сегодня в 8 ч 10 мин вечера в физической аудитории (III корпус университета). Сегодня же профессор Хинчин приступает к чтению университетского курса теории функции действительного переменного. Лекции будут читаться по четвертым дням шестидневки с 9 ч 20 мин вечера в физической аудитории университета». Замечу, что эти первые лекции (а за тем и последующие) я, школьник 9 класса средней школы, посетил, к сожалению, не проводя каких-либо, хотя бы кратких, записей. В памяти сохраняются только отдельные частные факты. Отчетливо помню, например, элементы из лекций о гипотезе нейтрино и законе сохранения энергии и некоторые другие (по теории относительности и эфире). Я стал студентом физико-математического факультета Саратовского университета в сентябре 1937 г., когда Дмитрий Иванович в СГУ уже не работал. Однако свою роль его лекции сыграли в выборе моей специальности. Школьником, в соответствии с духом того времени, я нацеливался на специализацию по кафедре аэрогидромеханики (т. е. по «авиационному» направлению универ-

ситетского образования). Лекции профессора Блохинцева в корне изменили мое представление о соотношении отдельных научных дисциплин. Я в меру возрастных возможностей стал осозновать, что есть физика как фундаментальная университетская наука и ее положение в системе знаний.

Возвращаясь к теме «Блохинцев и его работа в СГУ», отмечу, что в последние предвоенные и военные годы (1938–1945) в университете и на кафедре теоретической физики СГУ каких-либо письменных материалов о контактах и связях с Д. И. Блохинцевым нет. Нет и у меня таковых, равно как и личных воспоминаний. По-видимому, он в этот период с университетом не сотрудничал и в Саратов не приезжал. Вновь с Д. И. Блохинцевым я встретился уже в 1946 г. во время совместной командировки с зав. кафедрой А. С. Шехтером в Москву (по делам НИИМФ СГУ, помощником директора которого по административно-технической части я был, будучи ст. преподавателем кафедры общей физики, и одновременно по научным вопросам моей н/и работы — по проблеме разделения тяжелых изотопов ВЧ электромагнитным полем с фазовой фокусировкой — ИЗОТРОН). Встреча с Д. И. Блохинцевым и его содействие обеспечили первые мои контакты с НИФИ-2 (на Соколе) и знакомство с профессором С. Н. Верновым, а также другими профессорами физического факультета МГУ (Спиваковым и Тимирязевым). Затем, в начале уже 50-х годов, содействие Дмитрия Ивановича привело к контактам с ТТЛ¹ в связи с проблемой создания циклотронной лаборатории в Саратовском университете и, наконец, в конце 50-х годов, после организации в СГУ проблемной лаборатории ядерной физики (зав. лаб. Игонин В. В.), благодаря поддержке Дмитрия Ивановича Блохинцева и активным действиям зав. кафедрой теоретической физики А. С. Шехтера, было установлено научное сотрудничество с ОИЯИ (г. Дубна), переросшее в создание филиала кафедры в Объединенном институте (мы здесь не останавливаемся на выходящем за рамки данного сообщения сотрудничестве кафедры и ЛЯФ СГУ с физическим институтом АН СССР, поддержанном академиком Д. В. Скобельцыным — отдел «Питомник», зав. отделом академик В. И. Векслер, лабораторией — Л. Е. Лазарева). Среди первых студентов, окончивших СГУ по специальности «Физика атомного ядра и космических лучей» Г. И. Колеров, Н. Н. Слонов, В. К. Лукьянов, В. Г. Серяпин, О. Г. Боков, И. А. Грищенко, О. И. Логинов, А. Б. Фенюк, Н. Б. Скачков, В. П. Гердт, Г. Н. Лыкасов, Ю. Р. Тюхтяев, В. П. Жигунов, М. Б. Шертель, К. И. Иваньшин, Л. Ш. Шехтер и др. (за десятилетие 1955–1965 гг. число студентов по данной специализации, теоретической и экспериментальной, возросло до полной группы университетского плана подготовки специалистов). Среди первых руководителей дипломных работ в ОИЯИ были Р. М. Рындин, С. М. Биленький, В. Б. Беляев, М. И. Широков, Нгуен Ван Хьеу, Б. Н. Захарьев, Б. А. Арбузов, В. А. Мещеряков, А. В. Ефремов, В. Г. Кадышевский, С. С. Герштейн. Н. А. Черников, Н. И. Таранкин, В. В. Балашов и др. Все руководители (и рецензенты) дипломных работ, широко известные ученые, безотказно

¹ Теплотехническая лаборатория АН СССР, на базе которой был создан Институт теоретической и экспериментальной физики (г. Москва). — *Прим. ред.*

принимали на себя весомый груз руководства дипломными работами, обеспечивая их высокий научный уровень. С другой стороны, имена руководителей свидетельствуют о степени предварительной подготовки студентов, специализировавшихся по кафедре теоретической и ядерной физики СГУ, способных работать на уровне требований высококвалифицированных руководителей.

На этом можно было бы поставить точку в рассмотрении вопроса о Д. И. Блохинцеве и его связях с Саратовским университетом и его роли в становлении и развитии направления «физика ядра и элементарных частиц» на физфаке СГУ. Однако нам представляется целесообразным привести некоторые фрагменты из поэтического творчества Дмитрия Ивановича, отражающие его внутреннее состояние души в годы, о которых здесь шла речь. Вот эти строки (из стихотворения «Мечте моей»):

*...Моя надежда и мечта!
Нас с тобою били, изранили, измяли.
...Под ноги бросали бревна недоверия!
...В лицо нахально ржало лицемерье.
Но мы остались на ногах.
...Но как забыть. Все помним.
...Били: нелепостью сверху,
Дикостью в пах,
Ножом предательства в спину.
А мы с тобой остались на ногах.
Но крылья смяты!
Теперь лететь уже другим,
Поверим в них, они хорошие ребята.*

СЛОВО ОБ УЧЕНОМ*

Б. М. Барбашов

11 января 1993 г. исполнилось 85 лет со дня рождения Дмитрия Ивановича Блохинцева — выдающегося советского физика, крупного организатора советской атомной науки и техники, первого директора Объединенного института ядерных исследований, а ранее директора Физико-энергетического института в г. Обнинске, где проектировалась и создавалась первая в мире атомная электростанция, которая в 1954 г. дала ток в энергетическую систему страны.

В своем слове я не буду характеризовать выдающиеся научные достижения Дмитрия Ивановича, оставленные нам в наследство, скажу лишь, что он обогатил науку фундаментальными работами в таких областях, как физика твердого тела, акустика, физика реакторов и атомная энергетика, квантовая механика, физика высоких энергий и физика атомного ядра, методология науки.

Широко известна его огромная роль в воспитании научных кадров физиков и инженеров у нас в стране и, как теперь говорят, в странах ближнего зарубежья. Это был феноменально разносторонний человек — ученый, изобретатель, педагог, общественный деятель и, наконец, художник и поэт.

Сейчас, когда прошло 14 лет, как нет с нами Дмитрия Ивановича Блохинцева, с расстояния этих лет — лет полных драматических изменений в нашем обществе, в положении науки и ученого, в оценках научного труда, когда слышатся голоса, утверждающие, что будто бы занятие фундаментальной наукой является чуть ли непозволительной роскошью; когда в обедневшей стране все взоры устремлены на Запад и каждый начинающий да и маститый ученый жаждет услышать слово похвалы, а может быть и материальной поддержки оттуда, когда всюду звучат требования экспертизы и конкурсной оценки деятельности научного сотрудника, — хотелось бы привести некоторые мысли и высказывания Дмитрия Ивановича, касающиеся роли науки и ученого в обществе.

Это сейчас актуально и интересно хотя бы потому, что на его взгляды и формирование как личности и ученого оказали влияние традиции русской науки и такие выдающиеся люди начала нашего века, как Циолковский, с которым он, начиная с 1925 г., состоял в переписке, в Московском универ-

* Труды семинаров, посвященных 85-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева. Дубна: ОИЯИ Д2-94-390, 1995. С. 261–264.

ситете его учителями были С. И. Вавилов, Н. И. Лузин, Л. И. Мандельштам, И. Е. Тамм. Учеба Дмитрия Ивановича в университете совпала с годами триумфального успеха квантовой механики в объяснении многих загадочных в то время физических явлений.

В 1934 г. его аспирантская работа была признана достойной присуждения ее автору степени доктора наук, а в 1936 г. Блохинцев избирается профессором кафедры теоретической физики МГУ и с тех пор с МГУ связана педагогическая работа Дмитрия Ивановича на всю жизнь.

В годы войны, когда потребовалось переключить деятельность многих институтов на решение практических оборонных задач, Блохинцев продемонстрировал значимость фундаментальной науки в практических применениях. Исходя из уравнений газодинамики, он получил общие уравнения акустики и на их основе рассчитал и объяснил разнообразные акустические явления в неоднородных и движущихся средах, как при дозвуковой, так и при сверхзвуковой скоростях.

В конце сороковых и пятидесятых годах Дмитрий Иванович активно участвует в развитии советской атомной науки и на практике осуществляет ее достижения.

Таким образом, взгляды этого человека на роль науки и ученого в обществе основаны на огромном опыте работы в фундаментальных и прикладных областях науки и представляют для нас непреходящую ценность. Здесь я хочу привести и обсудить с позиции состояния науки в нашей стране некоторые мысли, высказанные Д. И. Блохинцевым в статье «Две ветви познания мира», опубликованной уже после его смерти в журнале «Техника — молодежи» за 1982 год. Вот что он писал о глубинных мотивах творческой деятельности человека:

«Первая суть человека — это неодолимое стремление к познанию окружающего мира — его любознательность, любознательность. Именно эта особенность человека являлась до недавнего времени стимулом развития науки. Сама по себе способность к познанию внешнего мира есть, очевидно, необходимое условие существования жизни, однако та степень этой способности, которую проявляет человек, выглядит как чудо, еще ожидающее своего разъяснения, и тем более неприятно видеть деятелей от науки, для которых тайны мироздания ничем не отличаются от «тайн» учебника, который они пока еще не удосужились проштудировать. Для них научная деятельность превратилась за последнее время из призвания в профессию, которой можно легко овладеть, а творчество в волевой акт, а не особое состояние духа и разума человека», — и далее он пишет:

«Наука — добычица истины, но истина добывается не на почве голой эмпирии или оторванного от жизни теоретизирования, а из сравнения того, что придумано, с тем, что наблюдается». Эта, несомненно, правильная гносеологическая посылка актуальна теперь, как никогда, ибо в борьбе за выживание в наших условиях науки и научным работникам приходится вставать на чисто прагматическую точку зрения и подходить к оценке своей деятельности с позиции получения материальной поддержки в стране и за рубежом. Многие научные работники теперь превращаются в волонтеров, готовых заниматься

чем угодно и где угодно ради материальных соображений, и это, конечно, не наша вина, а наша беда.

Следующие слова Дмитрия Ивановича о «белых журавлях» в науке резко контрастируют с вышесказанным о нашей действительности. Он писал: «Наука — дело таланта и призвания, а также дело коллективное. Но все же среди ученых независимо от званий и должностей есть категория людей, одержимых страстью к науке, талант которых лишь изредка доставляет им радость, но причиняет постоянную неудовлетворенность достигнутым. Именно на них подчас держится успех того или иного научного начинания. Они обычно непрактичны, легкоранимы — их нужно беречь, они — белые журавли». Теперь эти «белые журавли» исчезают у нас как вид, либо улетая в «теплые края», либо, не получив поддержки, ищут себе другое поле деятельности.

Я не хотел бы создать здесь своими замечаниями настроение пессимизма, сопоставляя действительность и мысли Блохинцева о научной деятельности. Его детище — Объединенный институт ядерных исследований — проходит испытание временем, живет и работает в этих непростых условиях, пользуется заслуженно международным авторитетом, строит планы на будущее. Оптимизм мы можем почерпнуть и у Блохинцева, обратившись опять к статье «Две ветви познания мира», в которой он писал: «Вторая суть человеческого рода состоит в способности к накоплению и распространению приобретенных знаний, как в пределах одного поколения, так и от поколения к поколению в расширенном объеме, что не наблюдается никогда у других живых существ на Земле». Здесь никто не возразит тому, что наш Институт с его лучшей научно-технической библиотекой в странах СНГ играет исключительную роль в распространении физических знаний. А третья суть человека по Блохинцеву — это неодолимая потребность человека в эмоциональном контакте с окружающим миром. С глубокой древности мы находим наскальные рисунки и примитивные сооружения, не имеющие практической ценности, а впоследствии храмы и творения скульптуры и живописи. Только взаимоотношение с окружающим миром способно дать человеку ощущение своей значимости, выходящей за пределы рутинной работы по добыванию хлеба насущного. В ней, этой сути, отражается потребность установить отношение между «конечным» (человек) и бесконечным (Вселенная).

Преклонение перед гармонией и красотой Вселенной, вера в ее благонамеренность всегда были и будут ничем не заменимым душевным богатством людей. Здесь Дмитрий Иванович ссылается на К. Циолковского и цитирует Исаака Ньютона, который писал: «Не знаю, чем я могу казаться миру, но сам себе я кажусь только мальчиком, играющим на морском берегу и развлекающимся тем, что время от времени отыскиваю камешек более цветистый, чем обыкновенно, или красивую ракушку, в то время как великий океан истины расстилается передо мной неисследованным». Таким образом, порыв к творчеству в науке и в искусстве у человека и человечества неистребим на все времена.

Свое слово о Дмитрие Ивановиче Блохинцеве закончу цитатой из его нигде не опубликованного КРЕДО, он писал: «Я верю в силу разума и возможность гармонии между ним и эмоциями. Нам, людям, нужна вера в благо-

намеренность Будущего, творимого природой и человеком, потеря такой веры означала бы увядание человеческого рода».

От себя добавлю, что общение с этим человеком, остроумным собеседником, сочетавшим одновременно спокойствие и оптимизм в любых условиях и кипучую творческую энергию, — это вдохновляло, доставляло радость и давало веру в собственные силы.

Лучшей памятью о нем будет наша творческая работа в поисках истины.

ВСПОМИНАЯ УЧИТЕЛЯ*

Г. В. Ефимов

После окончания МИФИ в 1958 году меня направили по распределению в ЛТФ ОИЯИ. С первых же научных семинаров меня поразило исключительно образное мышление Д. И. Блохинцева. Всякий процесс с элементарными частицами он всегда рассматривал во времени и пространстве. Для меня это было особенно удивительно потому, что в те времена (вторая половина 50-х годов) существовало убеждение, что элементарные частицы должны быть точечными.

Однако для Дмитрия Ивановича элементарная частица представлялась как распределение в пространстве вещества с зарядом и током. И что удивительно: те расчеты, которые он делал на основе таких представлений, приводили к тем же ответам, что и в квантовополевой теории. Эта образность мышления, способность представить, как протекают в пространстве процессы взаимодействия элементарных частиц, вели Блохинцева к убеждению, что трудности квантовой теории поля, связанные с представлением о точечности взаимодействия, являются следствием именно этого идеализированного предположения.

По убеждению Блохинцева, физические частицы не могут быть точечными — всякое их взаимодействие должно протекать в некотором объеме. Эта физическая картина и привела его к идее нелокальной квантовой теории поля как к естественному обобщению существовавших тогда квантово-полевых представлений. Эта точка зрения нашла отражение в книге Д. И. Блохинцева «Пространство и время в микромире».

Несмотря на то, что в 60-е годы идеи нелокальности в квантовой теории поля не были популярными, Дмитрий Иванович, начиная с 1964 года, проводил через каждые три года международные совещания по этой тематике. Это по существу были совещания по фундаментальным проблемам квантовой теории поля, где обсуждались различного рода «сумасшедшие идеи», многие из которых в дальнейшем были с успехом разработаны советскими учеными.

* Труды семинара, посвященного 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева (Дубна, 23 января 1983 г.). Дубна: ОИЯИ 85-570, 1986. С. 52.

Д. И. БЛОХИНЦЕВ — УЧЕНЫЙ, УЧИТЕЛЬ, ЧЕЛОВЕК*

М. К. Волков

В этом кратком воспоминании мне хотелось бы отметить одну из многих ярких черт Д. И. Блохинцева — талантливого и многогранного человека. Речь пойдет о Дмитрие Ивановиче как о педагоге и тонком научном руководителе.

Я помню, как в ЛТФ лет десять назад, во времена начала «перестройки» молодежь подняла бурную кампанию против начальников секторов в пользу «истинных» научных руководителей и лидеров научных тем. Кончилась эта кампания, как и следовало ожидать, лишь перераспределением руководящих должностей, после чего «борцы за новую линию поведения в науке» быстро успокоились, получив те же старые должности «начальников секторов» и требуя еще более скрупулезной формальной отчетности на своих новых местах, чем в старые «недоброкачественные» времена.

Совершенно иным стилем научного руководства отличался Д. И. Блохинцев. Занимая довольно высокие административные должности — и директора ОИЯИ, и директора ЛТФ, и, наконец, начальника сектора, он никогда не впадал в административно-бумажное рвение в руководстве научными сотрудниками, работающими в его секторе. (Всякого рода официальные документы и отчеты он называл обобщающим словом «гумага».) Напротив, он всячески поощрял свободный поиск новых научных тем без какой-либо мелочной опеки или навязывания своей тематики. Очень внимательно и с искренним интересом относился к любым новым разработкам даже в тех областях, которыми сам непосредственно не занимался. Никогда не навязывал своего мнения и в то же время легко замечал перспективные направления и живо их поддерживал. Он старался вникнуть в новые для него научные разработки и искренне гордился теми достижениями, которые были получены его молодыми сотрудниками.

Кстати, уделяя много личного времени обсуждению новых работ своих коллег, он никогда не навязывал своего соавторства, будучи вполне удовлетворенным уже только тем, что в его группе выполнены те или иные вполне интересные работы, получившие резонанс в других институтах СССР или за рубежом. Даже не будучи соавтором, он немало способствовал рекламе многих таких работ, выступая на отечественных и зарубежных конференциях и используя личные контакты с учеными многих стран.

* Труды семинаров, посвященных 85-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева. Дубна: ОИЯИ Д2-94-390, 1995. С. 265–266.

Я считаю, что мне очень повезло в молодые годы в том, что я работал под руководством такого человека. Безусловно, главным стимулом для молодого ученого является любовь к своей профессии и радость новых интересных больших и малых научных открытий. Но если ты знаешь, что и твой научный руководитель будет искренне обрадован и даже в какой-то степени горд за тебя, если тебе удастся получить какой-то интересный научный результат — это еще больше стимулирует твою научную деятельность. И я могу только от всей души пожелать начинающим молодым ученым найти себе таких руководителей.

К активно работающим молодым ученым Д. И. Блохинцев относился очень бережно и даже нежно, называя их в своем кругу «белыми лебедями», которые требуют особого внимания и заботы, чтобы выжить в тех даже не слишком суровых (по сравнению с нынешними) условиях нашей реальной жизни.

Закончить эту короткую заметку я хотел бы еще одним воспоминанием о Дмитрие Ивановиче как о простом и добром человеке, в компании которого можно было всегда чувствовать себя уютно и интересно. Он был не только большим физиком с глубокой интуицией, но и талантливым художником, поэтом и рассказчиком. Мы несколько раз путешествовали с ним на автомобилях и ночевали в палатках на берегу Дубны и в верховьях Волги. И всегда эти путешествия оставляли глубокий след и благодарные воспоминания о захватывающих рассказах у костра и о дружеской приятной компании с интересным человеком, прожившим непростую и насыщенную событиями жизнь.

МНОГОГРАННОСТЬ ТАЛАНТА*

А. А. Тяпкин

В январе 1994 года Дмитрию Ивановичу Блохинцеву — выдающемуся советскому физику и крупному организатору советской атомной науки — исполнилось бы 86 лет. В 1979 году внезапно оборвалась жизнь ученого, полного творческих замыслов и надежд на успешное их завершение. Многие хорошо помнят радость общения с этим выдающимся ученым и замечательным человеком. Его научная деятельность началась после окончания университета в 1930 году в качестве аспиранта профессора И. Е. Тамма. В 1934 году написанная им по окончании аспирантуры диссертационная работа была признана достойной присуждения докторской степени, а через два года он избирается профессором кафедры теоретической физики. С тех пор до конца жизни педагогическая деятельность Дмитрия Ивановича была связана с МГУ. Нынешнему молодому поколению ученых интересно будет узнать, что стремление учиться в университете у будущего ученого появилось после переписки с К. Э. Циолковским, а на его окончательный выбор физического факультета повлияло знакомство с удивительными результатами опытов Резерфорда.

Научная и организационная деятельность Д. И. Блохинцева пользуется широкой известностью. В короткой статье нелегко объяснить значение его научных достижений. Однако уже само перечисление разнообразных направлений, в которых получены эти достижения, характеризует удивительную многогранность его яркой научной и общественной деятельности, которая позволяет считать Дмитрия Ивановича достойным последователем весьма редкого универсализма творчества, идущего в русской науке от великого М. В. Ломоносова и продолженного затем такими выдающимися учеными, как Д. И. Менделеев, В. И. Вернадский и С. И. Вавилов.

Д. И. Блохинцев был действительно феноменально разносторонним ученым. Талант физика-теоретика органически сочетался в нем и с незаурядными способностями к философскому обобщению новейших достижений естественных наук, и с редким даром крупного педагога, способного в своих лекциях и книгах просто объяснять сложнейшие вопросы современной теоретической физики. Он был также талантливым инженером-изобретателем, крупным

* Труды семинаров, посвященных 85-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева. Дубна: ОИЯИ Д2-94-390, 1995. С. 267–270.

общественным деятелем. К тому же его эмоциональной натуре постоянно требовалось и самовыражение в художественном и поэтическом творчестве.

В области теоретической физики Д. И. Блохинцеву принадлежат выдающиеся научные достижения в самых различных разделах этой обширной науки. В довоенные годы он развил квантовую теорию фосфоресценции твердых тел и дал количественное объяснение эффекту выпрямления тока на границе двух полупроводников. Он рассмотрел эффект Штарка в сильном переменном электрическом поле и предсказал эффект нелинейной зависимости для интенсивности излучаемого света. Позднее развитие таких исследований привело к возникновению новой науки — нелинейной оптики. В 1938 году Д. И. Блохинцев получил новый результат фундаментального значения, предсказав смещение спектральных линий атомов, вызванное обратным действием излучения. Это явление было экспериментально обнаружено в 1947 году американскими учеными и было названо лэмбовским сдвигом по имени первого автора открытия.

В годы Великой Отечественной войны Дмитрий Иванович создал теорию звуковых явлений для неоднородных и движущихся сред, рассмотрев разнообразные задачи большого прикладного значения.

Впоследствии его теоретические исследования целиком сосредоточились на труднейших вопросах теории поля и физики элементарных частиц. В этой области им был получен фундаментальный результат — установлен так называемый «унитарный предел» как энергетический рубеж, при котором ответственное за распады элементарных частиц слабое взаимодействие сравнивается с сильным взаимодействием, что означало открытие неожиданных перспектив перед будущей физикой сверхвысоких энергий. Анализируя экспериментальные данные, он пришел к выводу о необходимости разделения структуры нуклона на центральную и периферическую части, что явилось первым шагом последовавшего затем выяснения сложной структуры нуклонов, установления внутри нуклона силовых центров — партонов. Еще одна важная идея Дмитрия Ивановича о флуктуации плотности вещества в ядрах положила начало целому направлению исследований так называемых кумулятивных процессов в релятивистской ядерной физике (1957). При исследовании расходимостей в квантовой теории поля он пришел к далеко опережающим современным уровень науки радикальным выводам о необходимости изменения геометрии микромира (1970).

Свои теоретические исследования в течение последних трех десятилетий Д. И. Блохинцеву приходилось совмещать с большой организаторской деятельностью в качестве руководителя крупных научно-технических коллективов. В 1950 году он возглавил коллектив по проектированию и сооружению в Обнинске атомной электростанции. Успешный запуск в 1954 году первой в мире атомной электростанции, удостоенный Ленинской премии 1957 года, навсегда связал имя Блохинцева с историей мирного атома.

Именно здесь, в Обнинске, в полной мере проявился инженерный талант руководителя большого инженерно-технического коллектива. Известному теоретику пришлось принимать ответственные инженерные решения по выбору окончательной схемы атомного реактора и основных параметров

электростанции, а затем эффективно вмешиваться и в технические решения возникающих задач. Талант крупного изобретателя в области атомной техники окончательно проявился в его оригинальном предложении импульсного источника нейтронов — исследовательского реактора с большой плотностью нейтронов. Впервые в мире такой импульсный реактор был сооружен в Дубне под руководством Д. И. Блохинцева и И. М. Франка.

В 1956 году Дмитрий Иванович был избран первым директором международного научно-исследовательского центра одиннадцати стран. Здесь уже на международном уровне научного руководства быстро растущим центром полностью развернулась организаторская сторона его многогранного таланта. Следует отметить, что показанный впервые теоретиком Блохинцевым пример успешного руководства крупными экспериментальными институтами получил широкое распространение: крупнейшие физические институты возглавлялись такими известными теоретиками, как В. Вайскопф, А. А. Логунов, Н. Н. Боголюбов и А. Н. Тавхелидзе.

Д. И. Блохинцев всегда уделял большое внимание воспитанию научной молодежи, был одним из инициаторов создания в Дубне учебного центра МГУ (1961). Теперь такое обучение студентов старших курсов при крупных научных институтах практикуется многими вузами страны.

Приведенную выше характеристику яркой научной деятельности Д. И. Блохинцева необходимо дополнить хотя бы краткими сведениями о его постоянном интересе к философским проблемам естествознания. Материалистическое мировоззрение пронизывало все научное и педагогическое творчество ученого. Уже в первом издании его учебника по квантовой механике (1944) было явно обозначено стремление дать материалистическое истолкование необычным физическим законам микромира. Этой проблемой он успешно занимался и все последующие годы. Ему удалось на основе концепции квантовых ансамблей и уяснения принципиальной роли макроскопических условий движения микрообъекта вскрыть объективное содержание этой теории.

Как крупный научный руководитель Д. И. Блохинцев постоянно привлекался к активной общественной деятельности: был членом Комитета по Ленинским премиям, членом Советского Комитета защиты мира и советником при Генеральном секретаре ООН; избирался президентом Международного союза чистой и прикладной физики при ООН. Друзьям Дмитрия Ивановича хорошо известно, что, помимо большой официальной общественной работы, он брал на себя и дополнительные заботы. Так, например, после отдыха в горах он оказал содействие расширению работы альплагерей в зимнее время, а после посещения спектакля Щукинского училища он обратился в Моссовет с письменным предложением создать в Москве драматический театр во главе с Ю. П. Любимовым — руководителем этой группы выпускников училища.

Большой интерес всегда вызывали выступления Д. И. Блохинцева на общественных собраниях. В них четко проступали гражданская позиция руководителя, мудрость и профессионализм авторитетного ученого, а также остроумие и красноречие большого мастера живого слова. Те же черты характерны были и для его выступлений в центральной печати на темы

о фундаментальной и прикладной науке, о сущности научного творчества и роли ученого в современном обществе.

В целях сокращения я отказываюсь от традиционного для подобных статей перечисления официальных признаний заслуг ученого и заканчиваю свой рассказ о выдающемся ученом его же словами: «Я верю в силу разума и возможность гармонии между ним и эмоциями. Нам, людям, нужна вера в благонамеренность Будущего, творимого природой и человеком, потеря такой веры означала бы увядание человеческого рода».

МЫСЛИТЕЛЬ И ПОЭТ*

Е. П. Шабалин

Все, кто более или менее знал Дмитрия Ивановича Блохинцева, слышаны о широте его интересов. Он был автором не только многократно издававшихся учебников по квантовой механике, работ и изобретений в технике ядерных реакторов, философских статей, но и автором ряда книг по различным областям технической и прикладной физики.

С многогранностью интересов Дмитрия Ивановича связан забавный эпизод, происшедший в Японии в 1976 году, где мне посчастливилось быть вместе с ним. За Дмитрием Ивановичем буквально по пятам все время ходил один участник симпозиума — немолодой японский ученый. Мы чувствовали, что он что-то хочет спросить, но, видимо, стесняется. Наконец, он подошел ко мне и задал такой вопрос: «Простите, пожалуйста, не есть ли доктор Блохинцев родственник Блохинцева — автора учебника по квантовой механике?» Узнав, что это один и тот же человек, японец был очень обрадован и изумлен. Изумлен потому, что на симпозиуме Блохинцев выступал как специалист по физике и технике импульсных реакторов, а обрадован потому, что получил возможность пообщаться с человеком, по книге которого несколько десятилетий учит студентов. Однако потрясению японского физика не было предела, когда из дальнейшего разговора он узнал, что автор монографии по акустике — все тот же Блохинцев.

В образе мышления Дмитрия Ивановича гармонично сочетались мыслитель и поэт. Часто приходилось слышать от него поэтическую образную интерпретацию физического явления или устройства. В качестве примера можно привести его статью «Импульсный быстрый», в которой Дмитрий Иванович рассказал о пуске первого в мире импульсного реактора ИБР в 1960 году, автором идеи и инициатором создания которого он являлся.

В оценке общечеловеческих проблем и отношений Дмитрий Иванович был не менее глубок и поэтичен. В том же 1960 году, выступая уже как физик-теоретик на научной конференции в США, Блохинцев сравнил Землю и ее жителей с большим космическим кораблем. И это уже было не только блестящим сравнением, но и программой действий, программой мира.

* Труды семинара, посвященного 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева (Дубна, 23 января 1983 г.). Дубна: ОИЯИ 85-570, 1986. С. 51.

СЛОВО ОБ УЧЕНОМ*

В. Г. Соловьев

С Дмитрием Ивановичем Блохинцевым я был постоянно связан в течение последних 23 лет его жизни. Запомнилась первая встреча. Весной 1956 года Дмитрий Иванович собрал у себя теоретиков, работавших в Институте ядерных проблем АН СССР и в Электрофизической лаборатории АН СССР. Он расспросил о нашей научной работе, о полученных результатах и планах. Рассказал нам об организации ОИЯИ и поделился соображениями о создании двух новых лабораторий — ЛТФ и ЛНФ. Рассказывая, он как бы советовался с нами, молодыми физиками. Такой стиль общения был характерен для него и необычен для нас. Его знания, энтузиазм и демократичность произвели на нас большое впечатление.

Хочется напомнить, что организационная структура ОИЯИ, его управление, лаборатории в значительной степени были разработаны самим Дмитрием Ивановичем. Из ИЯП была выделена Лаборатория ядерных реакций. Были созданы Лаборатория теоретической физики и Лаборатория нейтронной физики, на должности директоров которых он пригласил Н. Н. Боголюбова и И. М. Франка. Развернулось строительство. Особенно большое внимание Дмитрий Иванович уделял скорейшему сооружению корпуса ЛТФ с конференц-залом и общеинститутской библиотекой.

Расскажу об одном эпизоде. В декабре 1956 года привезли из Ленинграда проект здания ЛТФ. Этот проект понравился многим, в том числе административному директору Института В. Н. Сергиенко. Николай Николаевич Боголюбов в это время был в заграничной командировке. Дмитрий Иванович попросил меня посмотреть проект. Я ознакомился с ним и обратил внимание Дмитрия Ивановича на то, что комнаты в 30 м² не подходят теоретикам. Он согласился, что если в комнате больше двух-трех человек, то работа у теоретиков идет плохо. Но проект был готов, и корпус нужен был как можно быстрее. В течение дня мы несколько раз обсуждали этот проект. На другой день утром Дмитрий Иванович принял решение — переделать проект здания ЛТФ, и сам нарисовал контуры нового корпуса. В новое здание ЛТФ мы въехали в апреле 1959 года.

Мне представляется, что за время работы в ОИЯИ Дмитрий Иванович наибольшее внимание уделял ЛТФ и ИБР-1, потом ИБР-2. При решении

* Труды семинара, посвященного 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева (Дубна, 23 января 1983 г.). Дубна: ОИЯИ 85-570, 1986. С. 53–54.

возникавших в ЛТФ вопросов он всегда исходил из интересов дела. Обычно А. Н. Тавхелидзе и я (его заместители) приходили к Дмитрию Ивановичу, излагали ситуацию и вносили предложения. Решения выносились быстро, как правило, одобрительные, но оставались мы в кабинете у Дмитрия Ивановича долго. Он рассказывал нам, какой научной задачей он занят или что его заинтересовало. Обсуждались пути решения задачи. Потом разговор переходил на другие научные вопросы, на развитие физики, на вопросы международной и внутренней политики или искусства. Беседа с Дмитрием Ивановичем всегда доставляла большое наслаждение, и уйти от него было трудно. Дмитрий Иванович был хорошим рассказчиком, он говорил образно и очень интересно. Я помню, как в 1961 году он первый раз был у нас дома и своими рассказами заморозил моих родных и друзей. Потом я много раз был свидетелем того, с каким большим интересом его слушали в самых различных аудиториях.

В течение многих лет совместно с Дмитрием Ивановичем пришлось решать много вопросов как очень простых и легких, так и довольно больших и сложных. Не так уж редко я не соглашался с Дмитрием Ивановичем, но за все 23 года совместной работы я не слышал от него в свой адрес ни одного грубого слова или упрека, не помню ни одного случая раздраженного тона или повышенного голоса. А ведь это ой как не просто!

ВОСПОМИНАНИЯ О ДМИТРИИ ИВАНОВИЧЕ БЛОХИНЦЕВЕ*

Р. М. Лебедев

Впервые я познакомился с Дмитрием Ивановичем, как с профессором физического факультета МГУ, при сдаче экзамена по квантовой механике.

Дмитрий Иванович относился к тому типу «старой» профессуры, которая на экзаменах главное внимание обращала не на формально полученные знания, а на знания, связанные с сообразительностью студента, с умением мыслить. Такой подход позволил Дмитрию Ивановичу завоевать у студентов особый авторитет и уважение.

Впоследствии, начиная с 1956 года, я имел удовольствие работать под руководством Дмитрия Ивановича на поприще «административной физики» в Объединенном институте ядерных исследований, директором которого он был избран.

Часы, проведенные с Дмитрием Ивановичем при подготовке его отчетных докладов Ученому Совету ОИЯИ о научной деятельности лабораторий, я всегда вспоминаю с чувством глубокой удовлетворенности и благодарности Дмитрию Ивановичу за то, что достаточно скучное занятие по подготовке годовых отчетов Дмитрий Иванович превращал в интереснейший познавательный процесс. Будучи директором, Дмитрий Иванович довольно часто отвлекался, делая живописные наброски. Живопись–рисунок, пожалуй, являлись хобби Дмитрия Ивановича. Он имел острый проникающий взгляд художника, отображающего то или иное событие.

Как ученый-физик Дмитрий Иванович любил и пофантазировать: однажды он задал мне вопрос: «А что будет, если где-то в космическом пространстве протон с энергией 10 в тридцать пятой степени электронвольт столкнется с покоящимся протоном?» И тут же сам ответил на этот вопрос. Дмитрий Иванович сделал некоторые оценки и сказал: что такое столкновение вполне может привести к рождению мира и антимира. Впоследствии эти соображения были опубликованы в журнале «Успехи физических наук». Вот к каким удивительным следствиям может привести шутка талантливого ученого-физика.

* Труды семинаров, посвященных 85-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева. Дубна: ОИЯИ Д2-94-390, 1995. С. 271–272.

Кроме науки и живописи, Дмитрий Иванович очень любил природу, в особенности горы. Он считал, что лучше гор могут быть только горы. Дмитрий Иванович регулярно отдыхал в альплагерях «Домбай» и «Алибек». В «Алибеке» он забирался на горных лыжах почти на самую вершину «Семенов баши» и постепенно спускался к лагерю «Алибек».

Большое жизнелюбие и тяга к познаниям нового, — вот, пожалуй, основные черты характера Дмитрия Ивановича.

ИЗБРАННЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ*

Без преувеличения можно сказать, что на конференцию в Дубне собрался цвет современной теоретической физики. Организаторы стремились к высокому, достойному памяти Дмитрия Ивановича, уровню конференции — и это им удалось.

Открыл конференцию 23 июня академик А. Н. Сисакян — председатель оргкомитета, в состав которого вошли академики Л. Д. Фадеев, В. А. Матвеев, А. А. Славнов, член-корреспондент РАН Л. Н. Липатов и другие известные ученые. Директор ОИЯИ приветствовал участников конференции и коротко остановился на основных вехах жизни и деятельности Д. И. Блохинцева, его вкладе в науку.

Первое пленарное заседание вел научный руководитель ОИЯИ академик В. Г. Кадышевский.

Программа конференции была выстроена таким образом, и это, несомненно, заслуга оргкомитета, что пленарные доклады и секционные заседания охватили обширный круг проблем, которыми в разные периоды занимался Д. И. Блохинцев, — квантовая механика и квантовая теория поля, теория электрослабых взаимодействий, астрофизика и космология, математическая физика. Такой широкий тематический спектр придавал конференции особое своеобразие и динамизм. А сам юбилей Дмитрия Ивановича создал атмосферу праздничной приподнятости. Каждый участник конференции получил в подарок экземпляр юбилейного календаря и книгу — автореферат «Мой путь в науке», которую Дмитрий Иванович написал незадолго до смерти. По просьбе корреспондента еженедельника «Дубна» участники конференции поделились своими впечатлениями.

Академик А. А. Славнов (Москва): Сегодня особенно хорошо видна такая особенность, которая меня всегда не то чтобы поражала, а радовала в Дмитрие Ивановиче, — это широта его подходов не только в теоретической физике, а во всем, за что он брался, — и в акустике, которой он занялся во время войны, и в строительстве АЭС, и в квантовой механике...

При этом он никогда не был догматиком, «узким» человеком. Например, эти конференции. Их задумал и много лет назад организовал Дмитрий Иванович. Я был на первой, она называлась: «Нелокальные, нелинейные, неперенормируемые теории», и, несмотря на строгую определенность темы,

* Международная конференция, посвященная 100-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева (Дубна, 23–27 июня 2008 г.).

дискуссии и обсуждения выходили за ее пределы. Можно было услышать любые точки зрения, и Дмитрий Иванович всегда приветствовал это. Еще при своей жизни он расширил тематическую направленность этой конференции, и на ней стали обсуждаться актуальные проблемы квантовой теории поля. На конференции съезжались ведущие теоретики, поднимался широкий круг проблем.

Можно, конечно, сказать и о более частных вещах. Например, Дмитрий Иванович занимался нелокальными теориями поля. Это, как сегодня было отмечено, были его любимые теории, хотя здесь он пошел, по-видимому, не тем путем. Но само направление оказалось верным, и современные теории струн, которые сейчас играют большую роль в физике, безусловно, вытекают из нелокальных теорий, правда, специфических, но о которых мечтал Дмитрий Иванович. Идею он угадал правильно. Это тоже, на мой взгляд, очень важно сказать о нем как об ученом. Но я еще раз подчеркну, что меня в нем привлекали широта во всем, интерес к науке, жизни...

Мне доводилось общаться с Дмитрием Ивановичем, он был прост, доступен, без тени превосходства старшего перед младшим. К своим ученикам и молодым сотрудникам относился как к коллегам. Он не стеснялся учиться, задавал вопросы, высказывал свое мнение, но никогда его не навязывал. У меня остались очень теплые воспоминания о Дмитрие Ивановиче как об ученом и человеке.

Профессор Ж. Лаберриг-Фролова (Париж, Франция): Мне очень приятно снова побывать в Дубне. Первое мое знакомство с ней состоялось в 1956 г. Меня попросил поехать сюда Фредерик Жолио-Кюри, мой учитель. Дмитрий Иванович меня очень хорошо встретил, поскольку я была ученицей Жолио, и я стала работать у Бруно Понтекорво. 8 месяцев пролетели быстро, это было счастливое время, я встретила здесь много интересных людей — М. Даныша, Я. Смородинского и других. На фотовыставке, посвященной Дмитрию Ивановичу, здесь, в ЛТФ, есть фотография, где Блохинцев идет вместе с Жолио, Данышем, а я со стороны смотрю на них. Это было в 1956 г., когда директором ОИЯИ стал Дмитрий Иванович и по его приглашению в Институт приехал Жолио-Кюри. Я выросла в русской семье, мой отец был ученым, и через него я познакомилась с Жолио. Под его влиянием увлеклась физикой. Это был человек настолько влюбленный в науку, обладающий такой заразной силой убеждения, наделенный удивительными человеческими чертами, что просто невозможно было не пойти в физику к такому учителю. Он был убежден, что ядерная энергия освободит человечество от всех проблем. Может, так и будет, кто знает? Науке я посвятила жизнь, имею докторскую степень, а о Дубне остались самые светлые воспоминания. Пока я здесь работала, много общалась с Дмитрием Ивановичем и его семьей, и это общение мне доставляло истинное наслаждение. Серафима Иосифовна, жена Дмитрия Ивановича, была изумительно глубоким и тонким человеком. Наши беседы с Дмитрием Ивановичем не ограничивались только физикой, мы много говорили о философии, искусстве, и меня всегда удивляли его широкая образованность и оригинальность суждений. Я считаю большой заслугой Дмитрия Ивановича, что он стремился сделать Институт поистине

интернациональным, он придавал международным связям большое значение и приглашал сюда самых выдающихся ученых с мировыми именами.

Хочу поблагодарить организаторов конференции за приглашение и возможность побывать в Дубне.

Профессор И. Я. Арефьева (Москва): В моем представлении Дмитрий Иванович — наш Леонардо да Винчи. Можно только удивляться и восхищаться масштабом его личности. Конечно, уникально такое сочетание: физик-теоретик, инженер, организатор науки, философ, поэт, художник — и все это в одном лице и на самом высоком уровне. Меня, кстати, удивило, что он на первом курсе трудно учился, это я прочитала в автореферате его работ, но там же есть и объяснение — приходилось работать по ночам, днем учиться.

Меня удивило и то, что мальчик написал письмо Циолковскому, который, кстати, не так уж хорошо был известен в широких кругах. Это говорит о том, что у Дмитрия Ивановича с детства был интерес к чему-то новому, необычному в науке, и шел он к этому целенаправленно.

Мне кажется, что именно широта мировоззрения Дмитрия Ивановича позволила ему быть и блестящим теоретиком и замечательным экспериментатором. У нас в науке таких примеров немного. И еще — желание щедро делиться своими знаниями и постоянно черпать новые. Например, эти конференции — идея принадлежит ему. Уже тринадцатая по счету (по-моему, здесь ни у кого нет предрассудков по поводу «чертовой дюжины»), на мой взгляд, прошла очень успешно. На конференцию собрались практически все самые известные в этой области ученые, были интересные и разнообразные доклады, оживленные дискуссии... Приехали академики Л. Д. Фадеев, А. А. Славнов, член-корреспондент РАН Л. Н. Липатов, известный итальянский физик Адриано Ди Джакомо и другие. Что касается тематики, то она отвечала духу и традициям конференций, задуманных Дмитрием Ивановичем как широкая трибуна для обмена самыми актуальными идеями в теоретической физике.

Профессор Э. Капусцик (Лодзь–Краков, Польша): Мне посчастливилось в своей жизни встретить многих выдающихся физиков. У одного из них — Абдуса Салама, нобелевского лауреата, я был в качестве помощника несколько месяцев. Я работал также здесь, в ОИЯИ, заместителем Николая Николаевича Боголюбова. Встречи и совместная работа с Дмитрием Ивановичем Блохинцевым — одно из самых ярких впечатлений моей жизни. Я узнал о нем еще до того, как оказался в Дубне. Дело в том, что у меня, когда я был студентом, была такая привычка — знакомиться заранее с теми предметами, которые мне предстояло изучать на следующем курсе. Во время летних каникул мой бывший школьный учитель дал мне много книг по физике и в том числе учебник «Введение в квантовую механику» Д. И. Блохинцева. Она меня так заинтересовала, что я, не зная тогда русского языка, учил его по этой книге при помощи словаря.

Когда я приехал в Дубну на работу, то уже тогда знал, кто такой Блохинцев, знал его достижения, и когда он приходил на семинары — было просто наслаждение его слушать. Я многому у него научился. Мне посчастливилось побывать на конференции, посвященной 95-летию Дмитрия Ивановича,

и очень хотелось участвовать в этой. Могу сказать, что я рад предоставленной возможности приехать и выступить здесь.

Профессор Б. М. Барбашов, заместитель председателя оргкомитета по празднованию юбилея Д. И. Блохинцева (ОИЯИ): Итогом этой конференции будет издание трудов, что мы делаем каждый раз. На этой конференции мы раздавали участникам напечатанную в нашем издательском отделе книгу «Дмитрий Иванович Блохинцев», в которую включен впервые изданный автореферат научных работ Дмитрия Ивановича «Мой путь в науке», а также вошли библиография его трудов и основные даты жизни и деятельности. Автореферат, написанный Дмитрием Ивановичем незадолго до кончины, представляет собой оригинальный пример оценки автором своего вклада в копилку физических знаний, оставленную нам в наследство двадцатым столетием. И хотя сюда вошли не все работы, он дает достаточно полное представление о широчайшем круге научных интересов Д. И. Блохинцева и достигнутых им выдающихся результатах в разных областях физики и ее приложениях.

В настоящее время в издательстве «Наука» готовится двухтомник трудов Д. И. Блохинцева. Подготовку этого издания ведет сотрудник ЛТФ ОИЯИ доктор физико-математических наук В. В. Нестеренко. Надо сказать, что оргкомитет юбилейных мероприятий немало потрудился — в январе состоялся однодневный семинар, где с докладами выступили академик А. А. Славнов и доктор физико-математических наук А. Л. Куземский, был показан документально-биографический фильм, сделанный по инициативе и самом активном участии Б. М. Старченко и Ю. А. Туманова оператором дубненского телевидения И. Бельведерским. Этот фильм демонстрировался и на конференции. Была подготовлена и открыта в доме культуры «Мир» выставка живописных работ Дмитрия Ивановича, сделан замечательный юбилейный календарь, прошли три фотовыставки. В юбилейный год удалось сдвинуть «с мертвой точки» и оформление могилы Д. И. Блохинцева — она, наконец, приобрела вид, достойный имени выдающегося ученого.

Хочу отметить роль ученого секретаря лаборатории Сергея Николаевича Неделько в организации всех юбилейных мероприятий, проведение которых потребовало большого напряжения сил. Большую работу провели Елена Колганова и Ирина Пироженко по подготовке этой конференции. Конференция еще раз показала, как долго и прочно имя Д. И. Блохинцева объединяет физиков и как современны его научные идеи. Она была организована при поддержке фондов РФФИ и «Династия», а также «Блохинцев–Вотруба», «Боголюбов–Инфельд», «Гейзенберг–Ландау».

Т. Д. Блохинцева (ОИЯИ): От имени семьи Дмитрия Ивановича хочется поблагодарить организаторов и участников конференции. Большое спасибо председателю оргкомитета, директору ОИЯИ Алексею Норайровичу Сисакяну, много сделавшему для успешного проведения всех мемориальных мероприятий. Спасибо научному руководителю Института В. Г. Кадышевскому — за постоянное внимание к конференции и активное в ней участие. Пользуюсь случаем сердечно поблагодарить Бориса Михайловича Барбашова — столько, сколько сделал он в память об учителе за 30 лет,

прошедших после кончины Дмитрия Ивановича, хватило бы с лихвой на десять человек, и каждому из них надо было бы поклониться. Глубокая благодарность ученому секретарю ЛТФ Сергею Неделько, на плечи которого легла ответственность буквально за все. Большое спасибо советнику дирекции ЛТФ В. И. Журавлеву, оказавшему неоценимую помощь в проведении мероприятий, В. В. Нестеренко, который с предельной тщательностью готовит к изданию труды Дмитрия Ивановича, активному члену оргкомитета А. В. Ефремову. Очень признательна А. Л. Куземскому, подготовившему фундаментальный обзор ранних работ Дмитрия Ивановича по теории твердого тела. Очень приятно поблагодарить молодое поколение сотрудников ЛТФ и лично Елену Колганову и Ирину Пироженко за квалифицированную и эффективную помощь. Большое спасибо начальнику научно-информационного отдела ОИЯИ Б. М. Старченко, вклад которого в организацию юбилейных мероприятий невозможно переоценить. Хочется поблагодарить фотомастера Ю. А. Туманова, художника Ю. Г. Мешенкова. Спасибо журналистам города и Института за постоянное внимание к юбилею, директору телеканала «Дубна» Л. И. Зориной, оператору И. Бельведерскому за фильм о Дмитрии Ивановиче и серию телерепортажей. Хочется поблагодарить сотрудников издательского отдела ОИЯИ во главе с А. Н. Шабашовой, коллектив научной библиотеки под руководством Е. В. Ивановой. Спасибо Е. Н. Голубевой, Л. П. Корнейчук, А. М. Тарасовой за организацию «кофейных» перерывов для участников конференции. Хочу также поблагодарить сотрудников музея науки и техники ОИЯИ В. Д. Ефимову и А. А. Расторгуева за подготовку фотовыставки, посвященной Д. И. Блохинцеву. Большая благодарность дирекции дома культуры «Мир» и лично Л. Н. Орелович за организацию выставки живописных работ Дмитрия Ивановича.

Конференция подвела итог юбилейным мероприятиям. Высокий уровень докладов, безукоризненная организация, активное участие молодежи, чрезвычайно приятная атмосфера конференции — это лучшее, что можно было бы сделать в память о Дмитрии Ивановиче.

*По материалам статьи: Н. С. Кавалерова
«Путь в науке продолжается»,
газета «Дубна», № 27 (3916) от 18 июля 2008 г.*

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК ТРУДОВ Д. И. БЛОХИНЦЕВА*

1932

1. Дискуссия о структуре атомного ядра. Лондонское королевское общество, 28 апреля 1932 г. (Пер. отчета из журн. «Proc. Roy. Soc.») // УФН. — 1932. — Т. 12, вып. 5/6. — С. 525–556.
2. Модельное изображение электронного облака водородоподобных атомов // УФН. — 1932. — Т. 12, вып. 1. — С. 160–171. — Библиогр.: 8.
3. Über die Austrittsarbeit der Elektronen aus Metallen (О работе выхода электронов из металла) // Z. Physik. — 1932. — Bd. 77, Hf. 11/12. — S. 774–777. — *Совместно с И. Е. Таммом.*
То же: см. п. 8, 365.
4. Über die Temperaturabhängigkeit des Photoeffektes reiner Metalle (О температурной зависимости фотоэффекта на чистых металлах) // Phys. Z. Sowjetunion. — 1932. — Bd. 1, Hf. 6. — S. 781–797.

1933

5. К теории движения электронов в кристаллической решетке // ЖЭТФ. — 1933. — Т. 3, вып. 6. — С. 475–498.
То же на нем. яз.: см. п. 16.
6. Шредингер Е. // Большая сов. энцикл. — М.: Сов. энцикл., 1933. — Т. 62. — С. 655–666.
7. О работе выхода электронов из металлов // ЖЭТФ. — 1933. — Т. 3, вып. 1. — С. 31–33. — *Совместно с И. Е. Таммом.*
8. *О работе выхода электронов из металла // ЖЭТФ. — 1933. — Т. 3, вып. 2. — С. 77–100. — *Совместно с И. Е. Таммом.*
То же на нем. яз.: Über die Austrittsarbeit der Elektronen aus Metallen // Phys. Z. Sowjetunion. — 1933. — Bd. 3, Hf. 2. — S. 170–205.
То же: см. п. 3, 365.
9. *Zur Theorie der anomalen magnetischen und thermoelektrischen Effekte in Metallen (К теории аномального магнитного и термоэлектрического эффектов в металлах) // Z. Phys. — 1933. — Bd. 84, Hf. 3/4. — S. 168–194. — *Совместно с Л. Нордгеймом.*

* Составители: В. В. Лицитис, Е. В. Иванова (Научно-техническая библиотека ОИЯИ, Дубна). Статьи, отмеченные одной звездочкой, опубликованы в данном томе. Статьи, отмеченные двумя звездочками, войдут во 2-й том избранных трудов Д. И. Блохинцева.

10. *Zur Theorie des Starkeffektes im zeitveränderlichen Feld (К теории эффекта Штарка в переменном поле) // Phys. Z. Sowjetunion. — 1933. — Bd. 4, Hf. 3. — S. 501–515.

1934

11. Борьба вокруг закона сохранения и превращения энергии в современной физике // Под знаменем марксизма. — 1934. — № 2. — С. 97–106. — *Совместно с Ф. М. Гальпериным.*
12. Волновая механика // Курс физики: Учеб. для высш. пед. учеб. заведений / Под ред. К. А. Путилова. — М.: Госпедиздат, 1934. — Гл. XX: Физика атома. — С. 693–703.
13. **Гипотеза нейтрино и закон сохранения энергии // Под знаменем марксизма. — 1934. — № 6. — С. 147–157. — *Совместно с Ф. М. Гальпериным.*
14. *К теории фосфоресценции (Zur Theorie der Phosphoreszenz) // ДАН СССР. — 1934. — Т. 2, № 2. — С. 76–81. — Библиогр.: 9. Пер. на нем. яз.
15. Квантово-механическая теория адсорбции // Успехи химии. — 1934. — Т. 3, вып. 4. — С. 586–609. — Библиогр.: 16. — *Совместно с Ш. Шехтером.*
16. Zur Theorie der Elektronenbewegung in Kristallgitter (К теории движения электронов в кристаллической решетке) // Phys. Z. Sowjetunion. — 1934. — Bd. 5, Hf. 2. — S. 316–343.
То же: см. п. 5.

1935

17. Время жизни частиц в адсорбированном состоянии // ЖЭТФ. — 1935. — Т. 5, вып. 9. — С. 771–778. — *Совместно с Ш. Шехтером.*
То же на нем. яз.: Die Lebensdauer von Teilchen im absorbierten Zustande // Acta Physicochimica URSS. — 1935. — Bd. 3, Hf. 6. — S. 767–778.
18. К теории дейтрона // ЖЭТФ. — 1935. — Т. 5, вып. 10. — С. 907–910.
То же на нем. яз.: Zur Deuteron-Theorie // Phys. Z. Sowjetunion. — 1935. — Bd. 8, Hf. 3. — S. 270–274.
19. *К теории поглощения света в гетерополярных кристаллах // ЖЭТФ. — 1935. — Т. 5, вып. 6. — С. 470–477.
То же на нем. яз.: Zur Theorie der Lichtabsorption in heteropolaren Kristallen // Phys. Z. Sowjetunion. — 1935. — Bd. 7, Hf. 5/6. — S. 639–651.
20. К теории термоионной постоянной для чистых металлов // ЖЭТФ. — 1935. — Т. 5, вып. 1. — С. 11–21. — *Совместно с С. И. Дабкиной.*
То же на нем. яз.: Zur Theorie der Thermoionenkonstante für reine Metalle // Phys. Z. Sowjetunion. — 1935. — Bd. 7, Hf. 4. — S. 484–500.
21. О поглощении и рассеянии рентгеновских лучей // ЖЭТФ. — 1935. — Т. 5, вып. 1. — С. 1–10. — *Совместно с Ф. М. Гальпериным.*
То же на нем. яз.: Über die Absorption und Streuung der Röntgenstrahlen // Phys. Z. Sowjetunion. — 1935. — Bd. 7, Hf. 2. — S. 175–188.

1936

22. Атомистика в современной физике // Под знаменем марксизма. — 1936. — № 5. — С. 102–123. — *Совместно с Ф. М. Гальпериным.*
23. *Замечания к теории фосфоресценции // ЖЭТФ. — 1936. — Т. 6, вып. 10. — С. 1060–1061. — Библиогр.: 2.
То же на нем. яз.: Bemerkungen zur Phosphoreszenztheorie // Phys. Z. Sowjetunion. — 1936. — Bd. 10, Hf. 3. — S. 424–426.
24. *К теории окрашенных кристаллов // ЖЭТФ. — 1936. — Т. 6, вып. 10. — С. 1053–1059. — Библиогр.: 6.
То же на нем. яз.: Zur Theorie der gefärbten Kristalle // Phys. Z. Sowjetunion. — 1936. — Bd. 10, Hf. 4. — S. 431–441.
25. Материя, масса и энергия // Антирелигиозник. — 1936. — № 3. — С. 10–14. — *Совместно с Ф. М. Гальпериным.*
26. Что такое теория относительности / Ред. С. И. Вавилов. — М.; Л.: ОНТИ, 1936. — 60 с.: ил. — (Научн. беседы выходного дня.)
27. Эфир // Фронт науки и техники. — 1936. — № 6. — С. 49–55. — *Совместно с Ф. М. Гальпериным.*

1937

28. *Кинетика фосфоресценции // ЖЭТФ. — 1937. — Т. 7, вып. 11. — С. 1242–1251. — Библиогр.: 7.
То же на нем. яз.: Die Kinetik der Phosphoreszenz // Phys. Z. Sowjetunion. — 1937. — Bd. 12, Hf. 5. — S. 586–601.
29. О статье Н. П. Кастерина «Обобщение основных уравнений аэродинамики и электродинамики» // Изв. АН СССР. Сер. физ. — 1937. — № 3. — С. 425–436. — *Совместно с М. А. Леонтовичем, Ю. Б. Румером, И. Е. Таммом, В. А. Фоком, Я. И. Френкелем.*

1938

30. **Смещение спектральных линий, вызванное обратным действием поля излучения: Докл. на семинаре ФИАН, 1938 г. (Статья направлена в «ЖЭТФ»).
31. В чем заключаются основные особенности квантовой механики // Сов. наука. — 1938. — № 4. — С. 47–61.
32. Дифракция молекул // ЖЭТФ. — 1938. — Т. 8, вып. 12. — С. 1249–1254.
33. *К теории твердых выпрямителей // ДАН СССР. — 1938. — Т. 21, № 1/2. — С. 22–25. — Библиогр.: 3. — *Совместно с Б. Давыдовым.*
34. Обобщение вильсоновской теории полупроводников // ЖЭТФ. — 1938. — Т. 8, вып. 8/9. — С. 945–947. — *Совместно с Б. Спасским.*
35. Современные воззрения на природу диэлектриков и проводников // Электрическая изоляция: Сб. материалов. — М.: Изд-во Отрасл. бюро техн. информ. Главэлектропрома Наркоммаша (при ВЭИ), 1938. — С. 144–154. — Библиогр.: 4.

1939

36. *Гидродинамика электронного газа // ЖЭТФ. — 1939. — Т. 9, вып. 10. — С. 1166–1168. — Библиогр.: 3.
То же: см. п. 38.
37. *Спектры флуоресценции и абсорбции сложных молекул // ЖЭТФ. — 1939. — Т. 9, вып. 4. — С. 459–466.
То же на англ. яз.: The Spectra of Fluorescence and Absorption of Complex Molecules // J. Phys. — 1939. — V. 1, № 2. — P. 117–124.

1940

38. Гидродинамика электронного газа // Физ. зап. АН УССР. — 1940. — Т. 8, № 2. — С. 143–147.
То же: см. п. 36.
39. Пробой в сжатом газе при больших давлениях и малых расстояниях // ЖТФ. — 1940. — Т. 10, вып. 5. — С. 357–368. — Библиогр.: 5. — Совместно с Б. М. Вулом и Я. М. Парнасом.
То же на англ. яз.: Breakdown in Compressed Gases at High Pressures and Small Distances // J. Phys. — 1940. — V. 2, № 3. — P. 217–232.
40. **Связь квантового ансамбля с классическим ансамблем Гиббса. II // ЖЭТФ. — 1940. — Т. 10, вып. 11. — С. 1263–1266. — Библиогр.: 3. — Совместно с П. Э. Немировским.
То же на англ. яз.: Connections of the Quantum Ensemble with the Gibbs Classical Ensemble. II // J. Phys. — 1940. — V. 3, № 3. — P. 191–194.
41. Теория относительности А. Эйнштейна. — М.; Л.: Гостехиздат, 1940. — 106 с. — Совместно с С. И. Драбкиной.
42. **The Gibbs Quantum Ensemble and Its Connection with the Classical Ensemble // J. Phys. — 1940. — V. 2, № 1. — P. 71–74.

1941

43. **О разделении системы на части — квантовую и классическую // ЖЭТФ. — 1941. — Т. 11, вып. 2/3. — С. 222–225. — Библиогр.: 4. Совместно с Я. Б. Дашевским.
44. [Рецензия] // УФН. — 1941. — Т. 25, вып. 2. — С. 251. — Рец. на кн.: Хайкин С. Э. Что такое силы инерции (физическое введение в механику). — М.: Гостехиздат, 1940. — 120 с.
45. Современное состояние теории фосфоресценции // Изв. АН СССР. Сер. физ. — 1941. — Т. 5, № 4/5. — С. 532–535.

1942

46. *Излучение ускоренно движущегося источника звука // Изв. АН СССР. Сер. физ. — 1942. — Т. 6, № 1/2. — С. 66–69. — Библиогр.: 3.
47. *Колебания системы связанных источников звука и резонаторов // ЖТФ. — 1942. — Т. 12, вып. 6. — С. 317–323.
48. О силах обратного действия // ЖЭТФ. — 1942. — Т. 12, вып. 1/2. — С. 29–33.
49. *Сопротивление пористых перегородок потоку воздуха // ЖТФ. — 1942. — Т. 12, вып. 8. — С. 484–488. — Библиогр.: 4.

1943

- 50. *Влияние резонатора на излучение источника звука // ЖТФ. — 1943. — Т. 13, вып. 11/12. — С. 703–709. — Библиогр.: 3.
- 51. *Затухание собственных колебаний рупора // ЖТФ. — 1943. — Т. 13, вып. 11/12. — С. 710–712.
- 52. On the Forces of Dry Friction (О силах сухого трения) // J. Phys. — 1943. — V. 7, № 1. — P. 29–36. — Совместно с Е. Адировичем.

1944

- 53. Введение в квантовую механику: Учебн. для ун-тов. — М.; Л.: ОГИЗ; Гостехиздат, 1944. — 484 с.: ил.
То же: см. п. 80, 112–113, 174, 211, 373, 416, 434.
- 54. *Распространение звука в неоднородной и движущейся среде // ДАН СССР. — 1944. — Т. 45, № 8. — С. 343–346.

1945

- 55. *Вихревой звук // ЖТФ. — 1945. — Т. 15, вып. 1/2. — С. 71–83. — Библиогр.: 9.
- 56. *Возбуждение резонаторов потоком воздуха // ЖТФ. — 1945. — Т. 15, вып. 1/2. — С. 63–70. — Библиогр.: 3.
- 57. *Движущийся приемник звука // ДАН СССР. — 1945. — Т. 47, № 1. — С. 22–25. — Библиогр.: 3.
- 58. *К расчету затухания акустического рупора // ЖТФ. — 1945. — Т. 15, вып. 1/2. — С. 84–88. — Библиогр.: 7.
- 59. *Распространение звука в турбулентном потоке // ДАН СССР. — 1945. — Т. 46, № 4. — С. 150–153. — Библиогр.: 9.
- 60. Релятивистски-инвариантное обобщение законов взаимодействия элементарных частиц // Ученые зап. МГУ. Вып. 77. Физика. — 1945. — Кн. 3. — С. 101–111. — Библиогр.: 6.
- 61. Современное состояние теории фосфоресценции // Изв. АН СССР. Сер. физ. — 1945. — Т. 9, № 4/5. — С. 391–402. — Библиогр.: 24.

1946

- 62. Акустика неоднородной движущейся среды. — М.; Л.: Гостехиздат, 1946. — 220 с.: ил. — Библиогр.: 55.
То же: см. п. 94, 111, 411.
- 63. Вычисление естественной ширины спектральных линий стационарным методом // ЖЭТФ. — 1946. — Т. 16, вып. 11. — С. 965–967.
- 64. **Замечания о возможном релятивистски-инвариантном обобщении понятия поля // ЖЭТФ. — 1946. — Т. 16, вып. 6. — С. 480–482. — Библиогр.: 6.
То же на англ. яз.: Note on the Possible Relativistic Invariant Generalization of the Concept of Field // J. Phys. — 1946. — V. 10, № 2. — P. 167–169.
- 65. **Уравнение для рассеяния частиц с учетом реакции излучения (An Equation for the Scattering of Particles, Taking into Account the

Reaction of Emission) // ДАН СССР. — 1946. — Т. 53, № 3. — С. 205–208. — Библиогр.: 4.

То же на англ. яз.: Comptes Rendus (Doklady). — 1946. — V. 53, № 3. — P. 201–204.

66. **On the Theory of the Motion of a Particle in the Coulomb Field (К теории движения частицы в кулоновском поле) // J. Phys. — 1946. — V. 10, № 2. — P. 196. — Библиогр.: 3.
67. The Propagation of Sound in an Inhomogeneous and Moving Medium. I (Распространение звука в неоднородной и движущейся среде. I) // J. Acoust. Soc. America. — 1946. — V. 18, № 2. — P. 322–328.
68. The Propagation of Sound in an Inhomogeneous and Moving Medium. II (Распространение звука в неоднородной и движущейся среде. II) // J. Acoust. Soc. America. — 1946. — V. 18, № 2. — P. 329–334.

1947

69. **Атом в поле зрения электронного микроскопа // ЖЭТФ. — 1947. — Т. 17, вып. 9. — С. 814–817. — Библиогр.: 3.
70. Волновое поле со спектром масс // ЖЭТФ. — 1947. — Т. 17, вып. 2. — С. 116–120. — Библиогр.: 4.
То же на англ. яз.: Wave Field with the Spectrum of Masses // J. Phys. — 1947. — V. 11, № 1. — P. 72–76.
71. **О негамильтоновом методе в теории элементарных частиц // ЖЭТФ. — 1947. — Т. 17, вып. 3. — С. 266–271. — Библиогр.: 8.
То же на англ. яз.: On a Non-Hamiltonian Method in the Theory of Elementary Particles // J. Phys. — 1947. — V. 11, № 2. — P. 179–183.
72. **Принцип детального равновесия и квантовая механика // ЖЭТФ. — 1947. — Т. 17, вып. 10. — С. 924–929. — Библиогр.: 5.
73. Пути развития теоретической физики в СССР // УФН. — 1947. — Т. 33, вып. 3. — С. 285–293.

1948

74. Дискуссия о природе физического знания (Обсуждение статьи М. А. Маркова) // Вopr. философии. — 1948. — № 1. — С. 203–222. Совместно с Л. И. Сторчаком, И. К. Куршевым, В. А. Михайловым, Б. Г. Кузнецовым, С. А. Петрушевским, М. Г. Веселовым, М. В. Волькенштейном, Д. С. Даниным.
75. Мезонное тормозное излучение дейтронов // ДАН СССР. — 1948. — Т. 61, № 5. — С. 811–814.
76. Микрочастица и ее дифракционное изображение // УФН. — 1948. — Т. 36, вып. 3. — С. 367–371.
77. **Связь математического аппарата квантовой механики с аппаратом механики классической // Вестн. МГУ. — 1948. — № 10. — С. 115–118. — Библиогр.: 2. — Совместно с Ч. М. Брискиной.
78. Теория поля протяженных частиц // Вестн. МГУ. — 1948. — № 1. — С. 83–91. — Библиогр.: 6.

79. **Теория поля протяженных частиц // ЖЭТФ. — 1948. — Т.18, вып.6. — С.566–573. — Библиогр.: 8.
То же на англ. яз.: см. п. 86.

1949

80. Основы квантовой механики: Учеб. пособие. для гос. ун-тов. — 2-е изд., перераб. — М.; Л.: Гостехиздат, 1949. — 588 с.: ил. (1-е изд. вышло под загл.: Введение в квантовую механику. — М.; Л., 1944.)
То же: см. п. 53, 95, 99, 100, 101, 117, 125, 141, 174, 211, 274–275, 373, 416, 434.
81. **Прохождение нуклонов через вещество // ЖЭТФ. — 1949. — Т.19, вып. 11. — С. 953–958. — Библиогр.: 4.
82. Теория движущихся источников и приемников звука // Ученые зап. МГУ. Вып. 134. Физика. — 1949. — Кн. 5. — С. 134–145.

1950

83. Тормозное излучение частиц, обладающих сверхспиновым магнитным моментом // ЖЭТФ. — 1950. — Т. 20, вып. 11. — С. 979–986. — Библиогр.: 6. — *Совместно с Н. Н. Колесниковым.*
84. **Элементарные частицы и поле // УФН. — 1950. — Т. 42, вып. 1. — С. 76–92. — Библиогр.: 10.
85. Эффект Черенкова для мезонного поля // ЖЭТФ. — 1950. — Т. 20, вып. 12. — С. 1123–1129. — Библиогр.: 6. — *Совместно с В. Л. Инденбомом.*
86. Field Theory of Extended Particles (Теория поля протяженных частиц). — N. Y.: Am. Math. Soc., 1950. — 17 p. — (Am. Math. Soc. Transl. № 19). — Bibliogr.: p.17.
То же: см. п. 79.

1951

87. **Всегда ли существует «дуализм» волн и частиц? // УФН. — 1951. — Т. 44, вып. 1. — С. 104–109. — Библиогр.: 4.
88. Критика идеалистического понимания квантовой теории // УФН. — 1951. — Т. 45, вып. 2. — С. 195–228. — Библиогр.: 16.

1952

89. За Ленинское учение о движении: По поводу статьи Г. И. Наана «К вопросу о принципе относительности в физике» в журн. «Вопр. философии», 1951, № 2 // Вопр. философии. — 1952. — № 1. — С. 181–183.
90. Критика философских воззрений так называемой «копенгагенской школы» в физике // Филос. вопр. современной физики. — М.: Изд-во АН СССР, 1952. — С. 358–395.
91. **О распространении сигналов в нелинейной теории поля // ДАН СССР. — 1952. — Т. 82, № 4. — С. 553–556. — Библиогр.: 8.
То же: см. п. 225.
92. Об обобщенном законе взаимодействия // ЖЭТФ. — 1952. — Т. 22, вып. 2. — С. 254. — Библиогр.: 3.

93. Ответ академику В. А. Фоку // *Вопр. философии*. — 1952. — № 6. — С. 171–175.
94. *The Acoustics of an Inhomogeneous Moving Medium* / Transl.: R. T. Beyer and D. Mintzer. — Rhode Island: Brown Univ., 1952. — IV, 161 p. — (ONR-35808). — Bibliogr.: p. 157–158. Пер.: Акустика неоднородной движущейся среды. — М.; Л.: Гостехиздат, 1946.
То же: см. п. 62, 111.
95. *A kvantummechanika alapjai* (Основы квантовой механики) / Ford. Haiman Ottó *é.m.* — Budapest: Tankönyvkiado, 1952. — 587 p.
То же: см. п. 80.

1953

96. Квантовая механика // Большая сов. энцикл. — М.: Сов. энцикл., 1953. — Т. 20. — С. 446–455. — *Совместно с С. И. Драбкиной*.
97. Квантовая электродинамика // Большая сов. энцикл. — М.: Сов. энцикл., 1953. — Т. 20. — С. 456–461. — *Совместно с С. И. Драбкиной*.
98. *О распространении сигналов в нелинейной электродинамике // ЖЭТФ. — 1953. — Т. 25, вып. 5. — С. 513–526. — Библиогр.: 5. — *Совместно с В. В. Орловым*.
99. *Grundlagen der Quantenmechanik* (Основы квантовой механики) / Die Übersetzung besorgte nach der zweiten, überarbeiteten Aufl. D. Lyons. — 2. Aufl. — Berlin: Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1953. — XII, 542 S. — Bibliogr.: S. 535–536. — (Hochschulbücher für Physik; Bd. 4).
То же: см. п. 80, 125, 141.

1954

100. *Bazele mecanicii cuantice* (Основы квантовой механики): Trad. din Limba rusă. — București: Ed. tehnică, 1954. — 531 p.
То же: см. п. 80.
101. *Podstawy mechaniki kwantowej* (Основы квантовой механики). — Warszawa: Państw. Wydawn. Nauk., 1954. — 591 p.
То же: см. п. 80.
102. *Zagadnienia filozoficzne mechaniki kwantowej i teorii względności*. — 1 Wyd. — Warszawa: Państw. Wydawn. Nauk., 1954. — 204 p.

1955

103. К теории нуклонов // ЖЭТФ. — 1955. — Т. 29, вып. 1. — С. 33–36. — Библиогр.: 11.
104. Нелинейная теория поля и теория относительности // Всесоюз. совещ. по квантовой электродинамике и теории элементарных частиц (31 марта–7 апреля 1955 г.) : Тез. докл. и сообщ. — М.: Изд-во Акад. наук СССР, 1955. — С. 41–42.
105. *Первая атомная электростанция СССР и пути развития атомной энергетики // Реакторостроение и теория реакторов: Докл. сов. делегации на междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955. — М.: Изд-во АН СССР, 1955. — С. 3–48. — Библиогр.: 18. — *Совместно с Н. А. Николаевым*.
То же на чешск. яз.: *První atomová elektrárna svazu Sovětských*

socialistických republik a výhledy rozvoje atomové energetiky. — Praha, 1955. — 47 p.

То же: см. п. 131, 306.

1956

106. О рождении мезонов при столкновении нуклонов большой энергии // Всесоюз. конф. по физике частиц высоких энергий, Москва, май 1956 г.: Тез. докл. — М.: Изд-во АН СССР, 1956. — С. 23–25.
107. Реактор атомной электростанции АН СССР // Ат. энергия. — 1956. — № 1. — С. 10–23. — Библиогр.: 3. — *Совместно с Н. А. Доллежалем и А. К. Красиным.*
То же: см. п. 311.
108. Физические и тепловые расчеты реактора атомной электростанции АН СССР // Ат. энергия. — 1956. — № 1. — С. 24–42. — Библиогр.: 6. — *Совместно с М. Е. Минашиным и Ю. А. Сергеевым.*
То же: см. п. 319.
109. Физические и технические основы атомной энергетики // Укр. физ. журн. — 1956. — Т. 1, № 3. — С. 209–225. — Библиогр.: 17.
То же: см. п. 320.
110. A Comparison of an Atomic and a Coal Electric Power Station // Progress in Nuclear Energy. Series 8. The Economics of Nuclear Power, Including Administration and Law. — London: Pergamon Press, 1956. — V. 1. — P. 167–170. — *Совместно с Н. А. Николаевым.*
111. Acoustics of a Nonhomogeneous Moving Medium (Акустика неоднородной движущейся среды). — Washington: Nat. Advisory Comm. for Aeronautics, 1956. — 195 p. — (USA NACA TM 1399).
То же: см. п. 62, 94.
- 112–113. Liang zi li xue yuan li: В 2 т. / Пер.: Ye Yunli, Jin Xingnan yi. — Beijing: Gao deng jiao yu chu ban she, 1956–1959. (Пер.: Введение в квантовую механику. — М.; Л., 1944.)
То же: см. п. 53, 273–274.
114. The Non-Linear Field Theory and the Theory of Relativity (Нелинейная теория поля и теория относительности) // Nuovo Cim. — 1956. — V. 3, № 4. — P. 629–634. — Bibliogr.: 6.
То же: см. п. 235.
115. On the Generation of Mesons in Collisions of High Energy Nucleons (О рождении мезонов в столкновениях высокоэнергетичных нуклонов) // CERN Symp. on High Energy Accelerators and Pion Physics, Geneva, 1956: Proc. — Geneva: CERN, 1956. — V. 2. — P. 155–158. — Bibliogr.: 9.
116. Soviet Research Reactors (Советские исследовательские реакторы) // Progress in Nuclear Energy. Ser. 2. Reactors / Eds.: R. A. Charpie et al. — London; N. Y.: Pergamon Press, 1956. — V. 1. — P. 111–158. — Bibliogr.: 8. — *Совместно с С. М. Файнбергом.*
117. Základy kvantové mechaniky (Основы квантовой механики). — Praha, 1956. — 545 p.
То же: см. п. 80.

1957

118. Жгучая проблема, ждущая немедленного решения: О запрещении испытаний ядерного оружия (Беседа с дир. ОИЯИ Д. И. Блохинцевым) // Славяне. — 1957. — № 7. — С. 25–26.
119. **Замечания о применимости гидродинамического описания к квантовым системам // ЖЭТФ. — 1957. — Т. 32, вып. 2. — С. 350–352. — Библиогр.: 5.
120. **Когда слабое взаимодействие становится сильным? // УФН. — 1957. — Т. 62, вып. 3. — С. 381–383. — Библиогр.: 4.
То же: см. п. 153.
121. **Нелокальные и нелинейные теории поля // УФН. — 1957. — Т. 61, вып. 2. — С. 137–159. — Библиогр.: 35.
То же: см. п. 142.
122. **О флуктуациях ядерного вещества. — Дубна, 1957. — 11 с. — (ОИЯИ, Р-50). — Библиогр.: 6.
То же: см. ЖЭТФ. — 1957. — Т. 33, вып. 5. — С. 1295–1299.
123. Рассеяние быстрых протонов на протонах // ЖЭТФ. — 1957. — Т. 32, вып. 2. — С. 347–349. — Библиогр.: 3.
124. *Экспериментальный реактор на быстрых нейтронах БР-2 // Ат. энергия. — 1957. — Т. 2, № 6. — С. 497–500. — *Совместно с А. И. Лейпунским, И. Н. Аристарховым, И. И. Бондаренко, О. Д. Казачковским, М. С. Пинхасиком, Ю. Я. Стависским, Э. А. Стумбуром, Ф. И. Украинцевым, Л. Н. Усачевым.*
125. Grundlagen der Quantenmechanik (Основы квантовой механики) / Übers.: D. Lyons. — 2. korrig. Aufl. — Berlin: Deutsch. Verl. der Wissenschaften, 1957. — XII, 542 S. — (Hochschulbücher für Physik; Bd. 4).
То же: см. п. 80, 99, 141.

1958

126. Дифракционное рассеяние быстрых частиц // ЖЭТФ. — 1958. — Т. 35, вып. 1. — С. 311–312. — Библиогр.: 6. — *Совместно с В. С. Барашенковым, В. Г. Гришиным.*
127. Мирное применение атомной энергии (Доклад на юбилее Пражской высшей технической школы, 1957 г.) // Сб. науч. работ и ст. — Дубна, 1958. — Т. 4: Работы по теоретической физике. — С. 971–986. — (ОИЯИ, Р-254). — Библиогр.: 14.
То же: см. п. 303.
128. Новая эра в развитии науки // Междунар. жизнь. — 1958. — № 3. — С. 23–26.
То же: см. п. 304.
129. **О возможном пределе применимости квантовой электродинамики. — Дубна, 1958. — 6 с. — (ОИЯИ, Р-148). — Библиогр.: 3.
То же на англ. яз. — Dubna, 1958.
То же: ЖЭТФ. — 1958. — Т. 35, вып. 1. — С. 254–257.
То же на англ. яз.: On the Possible Limit of Applicability of Quantum

- Electrodynamics // *Nuovo Cim.* — 1958. — V. 9, № 6. — P. 925–929.
То же: см. п. 156.
130. О структуре нуклона. — Дубна, 1958. — 14 с. — (ОИЯИ, Р-266).
131. Первая атомная электростанция СССР и пути развития атомной энергетики // *Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, Женева, 8–20 авг. 1955 г.: Материалы.* — М.; Л.: Госэнергоиздат, 1958. — Т. 3.: Энергетические реакторы. — С. 51–76. — *Совместно с Н. А. Николаевым.*
То же: см. п. 105, 306.
- 132–138. Сб. науч. работ и ст.: В 7 т. — Дубна: ОИЯИ, 1958–1960.
Т. 1: Работы по теоретической физике. — Дубна: ОИЯИ, 1958. — 253 с. — (ОИЯИ, Р-251).
Т. 2: Работы по теоретической физике. — Дубна: ОИЯИ, 1958. — 243 с. — (ОИЯИ, Р-252).
Т. 3: Работы по теоретической физике. — Дубна: ОИЯИ, 1958. — 254 с.: ил. — (ОИЯИ, Р-253).
Т. 4: Работы по теоретической физике. — Дубна: ОИЯИ, 1958. — 336 с.: ил. — (ОИЯИ, Р-254).
Т. 5: Статьи по философии, естествознанию и переводы. — Дубна: ОИЯИ, 1960. — 234 с.: ил. — (ОИЯИ, Р-525).
Т. 6: Статьи по философии, естествознанию, обзорные, популярные. — Дубна: ОИЯИ, 1960. — 384 с.: ил. — (ОИЯИ, Р-538).
Т. 7: Учебники, монографии и работы, не вошедшие в предыдущие выпуски. — Дубна: ОИЯИ, 1960. — 253 с.: ил. — (ОИЯИ, Р-628).
139. Смещение спектральных линий, вызванное обратным действием поля излучения: Докл. на семинаре ФИАН, 1938 г. // Сб. науч. работ и ст.: В 7 т. — Т. 2: Работы по теоретической физике. — Дубна, 1958. — С. 333–350. — (ОИЯИ, Р-252).
140. Упругое рассеяние и внутренняя структура элементарных частиц. — Дубна, 1958. — 16 с. — (ОИЯИ, Р-162). — Библиогр: 19. — *Совместно с В. С. Барашенковым, В. Г. Гришиным.*
То же на англ. яз. — Дубна, 1958.
То же на англ. яз.: Elastic Scattering and Intrinsic Structure of Elementary Particles // *Nuovo Cim.* — 1958. — V. 9, № 2. — P. 249–257.
141. Grundlagen der Quantenmechanik (Основы квантовой механики) / Die Übersetzung besorgte nach der zweiten, überarbeiteten Aufl. D. Lyons. — 2. korrigierte Aufl. Neudr. — Berlin: Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1958. — XII, 542 S. — (Hochschulbücher für Physik; Bd. 4).
То же: см. п. 80, 99, 125.
142. Non-Local and Non-Linear Field Theories (Нелокальные и нелинейные теории поля). — Dubna, 1958. — 41 p. — (JINR, P-149). — Библиогр.: 35.
То же на нем. яз.: Nichtlokale und nichtlineare Feldtheorien // *Fortschr. Phys.* — 1958. — Bd. 6, Hf. 4/5. — S. 246–269.
То же: см. п. 121.

143. On the Unified Field Theory. Is there Always «Duality» of Waves and Particles? — Dubna, 1958. — 8 p. — (JINR, P-138).

1959

144. Книга В. И. Ленина «Материализм и эмпириокритицизм» и современные представления о структуре элементарных частиц // УФН. — 1959. — Т. 69, вып. 1. — С. 3–12.
145. **Некоторые вопросы развития современной физики // Вопр. философии. — 1959. — № 10. — С. 31–34.
146. **Новые представления об электроны // Природа. — 1959. — № 9. — С. 25–29.
То же: см. п. 224.
147. Структура нуклона и пион-пионное взаимодействие. — Дубна, 1959. — 14 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, P-307). — Библиогр.: 15. — *Совместно с В. С. Барашенковым, Б. М. Барбашовым.*
То же на англ. яз. — Dubna, 1959. — 15 p.
То же на англ. яз.: Nucleon Structure and Pion-Pion Interaction // Nuovo Cim. — 1959. — V. 12, № 6. — P. 602–610.
148. Структура нуклонов. — Дубна, 1959. — 64 с. — (ОИЯИ, P-317). — Библиогр.: 58. — *Совместно с В. С. Барашенковым и Б. М. Барбашовым.*
То же на англ. яз.: Nucleon Structure. — Dubna, 1959.
То же: УФН. — 1959. — Т. 68, вып. 3. — С. 417–447. — Библиогр.: 60.
То же на англ. яз.: см. п. 203.
149. Электромагнитная структура протона и нейтрона // ЖЭТФ. — 1959. — Т. 36, вып. 5. — С. 1611–1612. — Библиогр.: 4. — *Совместно с В. С. Барашенковым и Б. М. Барбашовым.*
150. Über die Struktur der Elementarteilchen (О структуре элементарных частиц) // Max-Planck-Festschrift 1958. — Berlin: Deutsch. Verl. der Wissenschaften, 1959. — S. 291–296. — Bibliogr.: 7.

1960

151. **Замечание к оптической теореме // ЖЭТФ. — 1960. — Т. 39, вып. 4. — С. 1153–1154.
152. Замечания к программе эмульсионных работ по NN - и πN -столкновениям // Некоторые материалы рабоч. совещ. по фотоэмульсионной методике, Дубна, 11–14 мая 1960 г. — Дубна, 1960. — С. 5–12. — (ОИЯИ, 553).
153. Когда слабое взаимодействие становится сильным? // К физике нейтрино высоких энергий. — Дубна, 1960. — С. 49–51. — (ОИЯИ, Д-577). — Библиогр.: 4.
То же на англ. яз.: When Does Weak Interaction Become Strong? // On High Energy Neutrino Physics: Reports on JINR Seminars (1957–1960). — Dubna, 1960. — P. 53–56. — (JINR, D-577).
То же: см. п. 120.
154. В. И. Ленин и физика: Докл. в Академии наук СССР, 1959 г. // Сб. науч. работ и ст. — Т. 6: Статьи по философии, естествознанию,

- обзорные, популярные. — Дубна, 1960. — С. 1457–1472. — (ОИЯИ, Р-538).
155. Ленин и физика: Докл. на общем собрании Академии наук СССР, отд. физ.-мат. наук, 19–21 апр. 1960 г. // Вестн. АН СССР. — 1960. — № 6. — С. 38–39.
 156. О возможном пределе применимости квантовой электродинамики // К физике нейтрино высоких энергий. — Дубна, 1960. — С. 53–56. — (ОИЯИ, Д-577).
То же на англ. яз.: On the Possible Limit of Applicability of Quantum Electrodynamics // On High Energy Neutrino Physics: Reports on JINR Seminars (1957–1960). — Dubna, 1960. — P. 57–61. — (JINR, D-577).
То же: см. п. 129.
 157. $\pi\pi$ -взаимодействие в πN -столкновениях при высоких энергиях π -мезонов. — Дубна, 1960. — 27 с. — Библиогр.: 6. — (ОИЯИ, Д-576). — *Совместно с Ван Жуном*.
То же на англ. яз.: $\pi\pi$ -Interactions in πN -Collisions at High Pion Energies. — Dubna, 1960. — 29 p. — (JINR, D-576).
То же: Intern. Conf. on High Energy Physics, 10th, Rochester, Aug. 25–Sept. 1, 1960: Proc. / Eds.: E. C. G. Sudarshan et al. — Rochester: UR, 1960. — P. 357–358.
То же: см. п. 183.
 158. Растить ломоносовых XX века: Дискуссия в Дубне на тему: «Путь молодых в науку» // Известия. Моск. веч. вып. — 1960. — 28 дек.
 159. Таланты движут науку // Известия. — 1960. — 28 дек.
 160. Физика и техника: Речь по поводу присуждения почетного звания доктора техн. наук, Прага, июнь, 1957 г. // Сб. науч. работ и ст. — Т. 6: Статьи по философии, естествознанию, обзорные, популярные. — Дубна, 1960. — С. 1401–1405. — (ОИЯИ, Р-538).
То же: см. п. 318.
 161. Физические основы атомной энергетики: Докл. на Межд. студенческом семинаре по вопросам мирного использования атомной энергии на 6-м фестивале молодежи, Москва, 1957 г. // Сб. науч. работ и ст. — Т. 6: Статьи по философии, естествознанию, обзорные, популярные. — Дубна, 1960. — С. 1407–1435. — (ОИЯИ, Р-538). — Библиогр.: 18.
 162. Философские проблемы современной атомной физики: Выступление по чехословацкому радио, май 1960 г. // Сб. науч. работ и ст. — Т. 6: Статьи по философии, естествознанию, обзорные, популярные. — Дубна, 1960. — С. 1473–1474. — (ОИЯИ, Р-538).
 163. Флуктуации пространственно-временной метрики. — Дубна, 1960. — 9 с. — (ОИЯИ, Д-474).
То же на англ. яз.: Fluctuations of Space-Time Metric. — Dubna, 1960. — (JINR, D-474).
То же на англ. яз.: Nuovo Cim. — 1960. — V. 16, № 2. — P. 382–387.
То же на англ. яз.: см. п. 226.
 164. Discussion on L. Van Hove's Paper «Strong and Weak Interactions in a Simple Field-Theoretical Model» // Ninth Intern. Annual Conf. on High

Energy Physics, Kiev, July 15–25, 1959: Plenary Sessions VI–IX. — М., 1960. — P. 149–150.

165. New Functional Methods in Field Theory (Новые функциональные методы в теории поля) // Intern. Conf. on High Energy Physics, 10th: Rochester, Aug. 25–Sept. 1, 1960: Proc. / Eds.: E. C. G. Sudarshan et al. — Rochester: UR, 1960. — P. 867–871.
166. $\pi\pi$ -Interaction in Peripheral πN -Collisions ($\pi\pi$ -взаимодействие в периферических πN -соударениях) // Nuovo Cim. — 1960. — V. 18. — № 1. — P. 193–194. — Bibliogr.: 4.

1961

167. Атомный реактор на быстрых нейтронах: Беседа с дир. ОИЯИ чл.-корр. АН СССР Д. И. Блохинцевым // Правда. — 1961. — 18 мая.
168. Выступление в дискуссии по докладу Л. И. Шиффа «Структура нуклона и электромагнитное взаимодействие. Теория» // 9-я Междунар. конф. по физике высоких энергий, Киев, 1959: Материалы. — М., 1961. — С. 319.
169. Выступление на Общем собрании Академии наук СССР 15–16 ноября 1961 г., посвященном итогам XXII съезда КПСС и задачам АН СССР // Вестн. АН СССР. — 1961. — № 12. — С. 62–63.
170. Дифракционное πN -рассеяние и пространственная структура нуклона. — Дубна, 1961. — 13 с. — (ОИЯИ, Д-719). — Библиогр.: 9.
То же на англ. яз.: Diffraction of πN -Scattering and Spatial Nucleon Structure. — Dubna, 1961. — (JINR, D-719).
То же: см. п. 195.
171. *Импульсный реактор на быстрых нейтронах // Ат. энергия. — 1961. — Т. 10, вып. 5. — С. 437–446. — Совместно с Г. Е. Блохиным, Ю. А. Блюмкиной, И. И. Бондаренко, Б. Н. Дерягиным, А. С. Займовским, В. П. Зиновьевым, О. Д. Казачковским, Ким Хен Боном, Н. В. Красnojаровым, А. И. Лейпунским, В. А. Малых, П. М. Назаровым, С. К. Николаевым, Ю. Я. Стависским, Ф. И. Украинцевым, И. М. Франком, Ф. Л. Шапиро, Ю. С. Язвickим.
172. Искать, спорить, дерзать: Перспективы развития советской науки // Известия. — 1961. — 5 сент.; Моск. веч. вып. — 4 сент.
173. Неупругие пион-нуклонные взаимодействия при больших энергиях. — Дубна, 1961. — 16 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, Д-780). — Библиогр.: 12. — Совместно с В. С. Барашенковым, Ван Жуном, Э. К. Михул, Хуан Цзу-чжанем, Ху Ши-кэ.
То же: см. п. 187.
174. Основы квантовой механики: Учеб. пособие для ун-тов. — 3-е изд. — М.: Высш. шк., 1961. — 512 с.: ил.
То же: см. п. 53, 80, 181, 199, 211, 215, 238, 239, 267, 278, 334, 373, 396, 416, 420, 429, 434.
175. Парадоксы антигравитации // Советская гравитационная конференция (1; 1961: Москва), Тезисы и программа 1-й Советской гравитационной

- конференции (27–30 июня 1961 г.) — М.: Изд-во Московского ун-та, 1961. — С. 52–53. — Библиогр.: 1.
176. Пять лет работы Объединенного института ядерных исследований // Ат. энергия. — 1961. — Т. 10, вып. 4. — С. 317–342.
 177. Речь на открытии 9-й Междунар. конф. по физике высоких энергий // 9-я Междунар. конф. по физике высоких энергий, Киев, 1959: Материалы. — М., 1961. — С. 5–6.
 178. Флуктуации пространственно-временной метрики // Советская гравитационная конференция (1; 1961: Москва), Тезисы и программа 1-й Советской гравитационной конференции (27–30 июня 1961 г.) — М.: Изд-во Московского ун-та, 1961. — С. 90–92.
 179. Форум коммунистов: Рассказывает делегат XXII съезда КПСС // За коммунизм. — 1961. — 14 нояб.
 180. Elastic πN Scattering (Упругое πN -рассеяние // Intern. Conf. on Theor. Aspects of Very High-Energy Phenomena, Geneva, June 5–9, 1961: Proc. — Geneva: CERN, 1961. — P. 253–257. — (CERN; 61-22). — Bibliogr.: 8. — *Совместно с В. С. Барашенковым, Ван Жуном, Э. К. Мухул, Хуан Цзу-Чжанем, Ху Ши-кэ.*
 181. Grundlagen der Quantenmechanik (Основы квантовой механики) / Überarb. Aufl. D. Lyons; Wissenschaftliche Bearbeiter: D. Lyons, G. Wallis; Bearb. Aufl.: H. Pose. — 3. bearb. Aufl. — Berlin: Deutsch. Verlag der Wissenschaften, 1961. — XV, 583 S. — Bibliogr.: S. 576–577. — (Hochschulbücher für Physik, Bd. 4).
То же: см. п. 174, 199, 215, 267, 278, 334, 396, 420, 429.
 182. Inelastic πN Collisions (Неупругие πN -соударения) // Intern. Conf. on Theoretical Aspects of Very High-Energy Phenomena, Geneva, June 5–9, 1961: Proc. — Geneva: CERN, 1961. — P. 320–327. — (CERN; 61-22). — Bibliogr.: 8. — *Совместно с В. С. Барашенковым, Ван Жуном, Э. К. Мухул, Хуан Цзу-чжанем, Ху Ши-кэ.*
 183. $\pi\pi$ -Interactions in πN -Collisions at High Pion Energies ($\pi\pi$ -взаимодействие в πN -столкновениях при высоких энергиях π -мезонов) // Nucl. Phys. — 1961. — V. 22, № 3. — P. 410–425. — Bibliogr.: 6.
То же: см. п. 157.
 184. Remarks on High-Energy Neutrino Interactions (Замечания о высокоэнергетических взаимодействиях нейтрино) // Intern. Conf. on Instrumentation for High-Energy Physics, Berkeley, Sept. 12–14, 1960: Proc. — N. Y.; London: Intersci. Publ., 1961. — P. 197.

1962

185. Взаимодействие π -мезонов с нуклонами при высоких энергиях // Тр. 7-й Междунар. конф. по вопросам физики высоких энергий, София, 14–22 сент. 1961 г. = Transactions of the 7th Intern. Conf. of High Energy Physics, Sofia, Sept. 14–22, 1961. — София: Физ. ин-т Болгарии. — С. 87–89. — Библиогр.: 5.
186. К берегу новых открытий: Беседа с дир. ОИЯИ Д. И. Блохинцевым // Известия. Моск. веч. вып. — 1962. — 14 апр.

187. Неупругие пион-нуклонные взаимодействия при больших энергиях // ЖЭТФ. — 1962. — Т. 42, вып. 1. — С. 217–223. — Совместно с В. С. Барашенковым, Ван Жуном, Э. К. Михул, Хуан Цзу-чжанем, Ху Ши-кэ. То же: см. п. 173.
188. О причинности в современной теории поля. — Дубна, 1962. — 10 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, Р-1090).
То же на англ. яз.: On Causality in Modern Field Theory. — Dubna, 1962. То же: см. п. 210, 236.
189. Об упругом рассеянии пионов и нуклонов при высоких энергиях // ЖЭТФ. — 1962. — Т. 42, вып. 3. — С. 880–881.
То же на англ. яз.: On Elastic Pion and Nucleon Scattering of High Energies // Nuovo Cim. — 1962. — V. 23, № 6. — P. 1061–1063.
190. Распространение сигнала внутри элементарной частицы. — Дубна, 1962. — 12 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, Р-1091). — Библиогр.: 4.
То же: см. п. 219.
191. Современное состояние учения об элементарных частицах // Физ. мат. списание. — София, 1962. — Т. 5, кн. 2. — С. 86–104.
192. Структура элементарных частиц // Наука и человечество. — М.: Знание, 1962. — С. 293–307.
193. Судьба открытий // Неделя. — 1962. — 18–24 марта.
194. Творческая дискуссия физиков: К итогам Междунар. конф. по физике высоких энергий, Женева, 1962 г.: Беседа с дир. ОИЯИ чл.-корр. АН СССР Д. И. Блохинцевым // Правда. — 1962. — 1 авг.
195. Diffraction of πN -Scattering and Spatial Nucleon Structure (Дифракционное πN -рассеяние и пространственная структура нуклона) // Nucl. Phys. — 1962. — V. 31, № 4. — P. 628–635. — Bibliogr.: 9.
То же: см. п. 170.
196. Discussion on H. P. Dürr and J. Geheniau Paper «A Spurion Model of the S -Particle» // The Intern. Conf. on High-Energy Physics at CERN, 11th: Proceedings..., Geneva, July 4–11, 1962 — Geneva: CERN, 1962. — P. 681–682. In Collaboration with R. E. Marshak, H. P. Dürr, Y. Nambu, W. Heisenberg, L. Van Hove, A. O. G. Kallen.
197. Discussion on K. Lanius Paper «Inelastic π^- -Nucleon Interactions at 7 GeV» // The Intern. Conf. on High-Energy Physics at CERN, 11th: Proceedings..., Geneva, July 4–11, 1962 — Geneva: CERN, 1962. — P. 620.
198. Discussion on L. I. Schiff Paper «Quantization of a Self-Coupled Boson Field» // The Intern. Conf. on High-Energy Physics at CERN, 11th: Proceedings..., Geneva, July 4–11, 1962 — Geneva: CERN, 1962. — In Collaboration with G. Marx, L. I. Schiff.
199. Grundlagen der Quantenmechanik (Основы квантовой механики) / Übertr. D. Lyons; Bearb.: H. Pose. — 3., bearb. Aufl. — Frankfurt am Main: Verlag H. Deutsch, 1962. — XV, 583 S. — Bibliogr.: S. 576–577.
То же: см. п. 174, 181, 215, 267, 278, 334, 396, 420, 429.
200. Non-Linear Scalar Field Theory. — Dubna, 1962. — 8 p. — (JINR, E-983). — Bibliogr.: 3.

201. Non-Linear Scalar Field Theory: Abstract // The Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN: Programme, List of Participants, Abstracts..., Geneva, 1962. — Geneva: CERN, 1962. — (CERN; 62/Symp/12). — P. 292.
202. Non-Linear Theory of Scalar Field (Нелинейная теория скалярного поля) // 11th Intern. Conf. on High Energy Physics, CERN, Geneva, July 4–7, 1962: Proc. — Geneva: CERN, 1962. — P. 687–689.
203. Nucleon Structure (Структура нуклонов) // Fortschr. Phys. — 1962. — Bd. 10, Hf. 9. — S. 435–469. — Совместно с В. С. Барашенковым и Б. М. Барбашовым.
То же: см. п. 148.
204. On Backward Scattering of High Energy Particles. — Dubna, 1962. — 6 p. — (JINR, E-1064). — Bibliogr.: 4.

1963

205. Анализ импульсного спектра протонов отдачи в неупругих π^-p -взаимодействиях при 7 ГэВ. — Дубна, 1963. — 8 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, P-1458). — Библиогр.: 9. — Совместно с В. С. Барашенковым, И. Патера, Г. Л. Семашко.
То же на англ. яз.: см. п. 233.
206. Геометрическая оптика элементарных частиц. — Дубна, 1963. — 6 с. — (ОИЯИ, P-1321). — Библиогр.: 8.
То же на англ. яз.: Geometric Optics of Elementary Particles // Nuovo Cim. — 1963. — V. 30, № 4. — P. 1094–1099.
То же: см. п. 218.
207. Импульсный спектр барионов в неупругих столкновениях быстрых пионов с нуклонами // ЖЭТФ. — 1963. — Т. 45, вып. 2. — С. 381–383. — Совместно с В. С. Барашенковым, Э. К. Михул, И. Патера, Л. Г. Семашко.
208. Накануне новых открытий в физике // Известия. — 1963. — 27 янв.
То же: За коммунизм. — 1963. — 5 февр.
209. О квантовых ансамблях // Вопр. философии. — 1963. — № 9. — С. 108–115.
210. **О причинности в современной теории поля // Ат. энергия. — 1963. — Т. 14, вып. 1. — С. 105–109.
То же: см. п. 188, 236.
211. Основы квантовой механики: Учеб. пособие для ун-тов. — 4-е изд. — М.: Высш. шк., 1963. — 620 с.: ил.
То же: см. п. 53, 80, 174, 211, 239, 281, 285, 373, 416, 434.
212. Полюсная теория рождения Λ -гиперонов в π^-p -взаимодействиях при больших энергиях. — Дубна, 1963. — 17 с. — (ОИЯИ, P-1245). — Библиогр.: 12. — Совместно с В. С. Барашенковым, Э. К. Михул, И. Патера, Г. Л. Семашко.
То же на англ. яз.: Pole Theory of Λ -Hyperon Production in π^-p Interactions at High Energies // Nucl. Phys. — 1963. — V. 48, № 1. — P. 33–44.

213. Проблемы структуры элементарных частиц // Философские проблемы физики элементарных частиц. — М.: Изд-во АН СССР, 1963. — С. 47–59.
214. Что нового в Дубне // За коммунизм. — 1963. — 21 дек.
215. Grundlagen der Quantenmechanik (Основы квантовой механики) / überarb. Aufl. D. Lyons; wissenschaftl. Bearb.: D. Lyons, G. Wallis; Bearb. d. 3., bearb. Aufl.: H. Pose. Übers. d. Erg. zur 4. Aufl.: J. Burmeister. — 4., durchges. u. nach d. 3. sowjet. erw. Aufl. — Berlin: Deutsch. Verl. der Wissenschaften, 1963. — XV, 624 S. — Bibliogr.: S. 608–610. — (Hochschulbücher für Physik; Bd. 4).
То же: см. п. 174, 181, 199, 267, 278, 334, 396, 420, 429.
216. Problems and Trends in the Theory of Elementary Particles: Record of an Informal Discussion held on 7 July 1962 at CERN, Geneva, during the 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics. — Geneva: CERN, 1963. — (CERN; 63-15). — *In Collaboration with N.N. Bogoliubov, G. Breit, G.F. Chew, S. Fubini, M. Gell-Mann, W. Heisenberg, R. Jost, S. Mandelstam, J.R. Oppenheimer, L. Van Hove, V.F. Weisskopf, K. Wilson, C.N. Yang.*
217. Theoretical Aspects of High Energy Physics (Теоретические аспекты физики высоких энергий). — Дубна, 1963. — 20 р. — (JINR, E-1436). — *Совместно с Н. Н. Боголюбовым, М. А. Марковым, И. Я. Померанчуком.*

1964

218. **Геометрическая оптика элементарных частиц // ЖЭТФ. — 1964. — Т. 46, вып. 6. — С. 2049–2051.
То же: см. п. 206.
219. 10 лет первой атомной станции // Неделя. — 1964. — 21–27 июня.
220. Заключительные замечания председателя конференции: Докл. на 12-й междунар. конф. по физике высоких энергий, Дубна, 5–15 авг. 1964 г. — Дубна, 1964. — 7 с. — (ОИЯИ, Р-1809).
То же на англ. яз.: Final Remarks. — Dubna, 1964.
То же на англ. яз.: Geneva: CERN, 1964. — 10 p. / Transl. at CERN.
То же: см. п. 258.
221. «Еретические идеи» современной физики: К итогам XII Междунар. конф. по физике высоких энергий, Дубна, авг. 1964 г. // Моск. правда. — 1964. — 26 авг.
222. На пороге научной революции: К итогам XII Междунар. конф. по физике высоких энергий, Дубна, авг. 1964 г. // Культура и жизнь. — 1964. — № 11. — С. 44–45.
223. Накануне больших открытий: К итогам XII Междунар. конф. по физике высоких энергий, Дубна, авг. 1964 г. // Труд. — 1964. — 16 авг.
224. Новые представления об электроны // В глубь атома: Сб. ст. / Ред.-сост.: Б. Н. Мацинашвили. — М.: Наука, 1964. — С. 122–130. — (Научно-популярная серия АН СССР).
То же: см. п. 146.

225. О распространении сигналов в нелинейной теории поля // Блохинцев Д. И. и др. Пространство, время, причинность в микромире. — Дубна, 1964. — С. 63–66. — (ОИЯИ, Д-1735). — Библиогр.: 8. То же: см. п. 91.
226. Пространство, время, причинность в микромире. — Дубна, 1964. — 88 с. — (ОИЯИ, Д-1735). — *Совместно с Ю. А. Гольфандом, В. Г. Кадышевским, Д. А. Киржницем, Г. И. Колеровым.*
227. Распространение сигнала внутри элементарной частицы // Блохинцев Д. И. и др. Пространство, время, причинность в микромире. — Дубна, 1964. — С. 73–82. — (ОИЯИ, Д-1735). — Библиогр.: 3. То же: см. п. 190.
228. Рождение мирного атома // Неделя. — 1964. — 27 июня. То же: см. п. 314.
229. Рыцарям «сумасшедших идей» // Комсомольская правда. — 1964. — 4 янв.
230. Сюрпризы странного мира: Атом, человек, будущее: О современном состоянии физики высоких энергий: Беседа с дир. ОИЯИ Д. И. Блохинцевым // Комсомольская правда. — 1964. — 29 авг.
231. Теоретические аспекты физики частиц высоких энергий // Тр. Междунар. конф. по ускорителям, Дубна, 21–27 авг. 1963 г. — М.: Атомиздат, 1964. — С. 21–30. — *Совместно с Н. Н. Боголюбовым, М. А. Марковым, И. Я. Померанчуком.*
232. Acausality and Dispersion Relations (Нарушение причинности и дисперсионные соотношения). — Dubna, 1964. — 20 p. — (JINR, E-1646). — *Совместно с Г. И. Колеровым.*
То же: Nuovo Cim. — 1964. — V. 34, №1. — P. 163–181. То же: Блохинцев Д. И. и др. Пространство, время, причинность в микромире. — Дубна, 1964. — С. 14–31. — (ОИЯИ, Д-1735). — Библиогр.: 14.
233. The Analysis of the Recoil Proton Momentum Spectrum in Inelastic π^-p Interactions at 7 GeV (Анализ импульсного спектра протонов отдачи в неупругих π^-p -взаимодействиях при 7 ГэВ) // Nucl. Phys. — 1964. — V. 54, № 3. — P. 492–496. — Bibliogr.: 9. — *Совместно с В. С. Барашенковым, И. Патера, Г. Л. Семашко.* То же: см. п. 205.
234. Fluctuations of Space-Time Metric (Флуктуации пространственно-временной метрики) // Блохинцев Д. И. и др. Пространство, время, причинность в микромире. — Дубна, 1964. — С. 83–93. — (ОИЯИ, Д-1735). То же: см. п. 163.
235. The Non-Linear Field Theory and the Theory of Relativity (Нелинейная теория поля и теория относительности) // Блохинцев Д. И. и др. Пространство, время, причинность в микромире. — Дубна, 1964. — С. 67–72. — (ОИЯИ, Д-1735). — Библиогр.: 6.
То же: см. п. 114.
236. On Causality in Modern Field Theory (О причинности в современной теории поля) // Блохинцев Д. И. и др. Пространство, время, причин-

- ность в микромире. — Дубна, 1964. — С. 7–13. — (ОИЯИ, Д-1735). — Библиогр.: 19.
То же: см. п. 188, 210.
237. On Experimental Verification of Homogeneity and Isotropy of Space (Об экспериментальном подтверждении однородности и изотропности пространства) // Phys. Lett. — 1964. — V. 12, № 3. — P. 272–273.
То же: Блохинцев Д. И. и др. Пространство, время, причинность в микромире. — Дубна, 1964. — С. 32–34. — (ОИЯИ, Д-1735). — Библиогр.: 1.
238. Principles of Quantum Mechanics / Ed.: S. Bjorklund. Transl. by Scripta Technica. — Boston: Allyn and Bacon, 1964. — IX, 620 p. (Пер.: Основы квантовой механики. — 3-е изд. — М., 1961.)
То же: см. п. 174.
239. Quantum Mechanics (Trans. from 3rd and 4th Russian Ed.). — Dordrecht: D. Reidel Pub., N. Y.: Gordon and Breach, 1964. — XVI, 535 p.: il. — Bibliogr.: P. 528–530.
То же: см. п. 174, 211.
240. Resonance Interaction of π -Mesons with the Peripheral Shell of a Nucleon (Резонансное взаимодействие π -мезонов с периферической оболочкой нуклона) // Nucleon Structure: Proc. of the Intern. Conf., Stanford, June 24–27, 1963 / Eds.: R. Hofstadter, L. I. Schiff. — Stanford: Stanford Univ. Press, 1964. — P. 259–262. — Совместно с В. С. Барашенковым.
241. 25 Jahre Uran-Spaltung // Urania GDR. — 1964. — Nr. 1. — S. 10–11.

1965

242. К цельной теории микромира // Культура и жизнь. — 1965. — № 11. — С. 22–23.
243. Метрика пространства-времени и нелинейные поля. — Дубна, 1965. — 6 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, Р-2152).
То же: см. п. 259.
244. **На пороге глубочайшей научной революции // Природа. — 1965. — № 1. — С. 53–56.
245. Наука и искусство // Сов. Россия. — 1965. — 10 окт.
То же: За коммунизм. — 1965. — 13 окт.
246. О распространении сигналов высокой частоты в среде со случайными характеристиками. — Дубна, 1965. — 7 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, Р-2396). — Библиогр.: 3.
То же: см. п. 261.
247. О рассеянии назад частиц высокой энергии. — Дубна, 1965. — 6 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, Р-2220).
То же на англ. яз.: см. п. 265.
248. О теоретических аспектах физики элементарных частиц (Пер. сокр. текста стенограммы дискус. о теор. аспектах физики элементарных частиц во время Междунар. конф. по физике высоких энергий в ЦЕРНе, Женева, 7 июля 1962 г.) // УФН. — 1965. — Т. 85. — С. 737–754.

249. Обоснованность специальной теории относительности опытами в области физики высоких энергий. — Дубна, 1965. — 22 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, Р-2422).
То же: см. п. 262.
250. Принципиальные вопросы квантовой механики. — Дубна, 1965. — 234 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, 2094).
251. **Физика высоких энергий и основные принципы современной теории // УФН. — 1965. — Т. 86, вып. 4. — С. 721–724. — Библиогр.: 16.
252. Физиката на високите енергии през 1965 година // Спектър, 65. — София: Народ, младеж, 1965. — С. 177–181.
253. Conditions of Macroscopic Causality for the Scattering Matrix (Условия макроскопической причинности для матрицы рассеяния). — Дубна, 1965. — 14 p. — (JINR, LTPH, E-2500). — *Совместно с Г. И. Колеровым*.
То же: см. п. 266.

1966

254. Анализ микропричинности // 12-я Междунар. конф. по физике высоких энергий, Дубна, 5–15 авг. 1964 г.: Материалы. — М.: Атомиздат, 1966. — Т. 2. — С. 236–238. — Библиогр.: 3. — *Совместно с Г. И. Колеровым*.
255. Введение // Категория структуры и развитие физики элементарных частиц: Совместная теор. конф. физиков и философов, Дубна, февр. 1965 г.: Материалы. — Дубна, 1966. — С. 3–4. — (ОИЯИ, 2611).
256. Вступительное слово председателя Оргкомитета конференции // 12-я Междунар. конф. по физике высоких энергий, Дубна, 5–15 авг. 1964 г.: Материалы. — М.: Атомиздат, 1966. — Т. 1. — С. 7.
То же на англ. яз.: Там же. — С. 8.
257. Десять лет научной работы Объединенного института ядерных исследований // Ат. энергия. — 1966. — Т. 20, вып. 4. — С. 293–310.
258. Заключительные замечания: Докл. пред. Оргкомитета конф. // 12-я Междунар. конф. по физике высоких энергий, Дубна, 5–15 авг. 1964 г.: Материалы. — М.: Атомиздат, 1966. — Т. 2. — С. 283–286.
То же на англ. яз.: Там же. — С. 287–290.
То же: см. п. 220.
259. **Метрика пространства-времени и нелинейные поля // ДАН СССР. — 1966. — Т. 168, № 4. — С. 774–776.
То же: см. п. 243.
260. О локализации релятивистских микрочастиц в пространстве и времени. — Дубна, 1966. — 15 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, Р-2631).
То же: см. п. 271.
261. **О распространении сигналов высокой частоты в среде со случайными характеристиками // ДАН СССР. — 1966. — Т. 166, № 3. — С. 574–576.
То же: см. п. 246.
262. Обоснованность специальной теории относительности опытами в области физики высоких энергий // УФН. — 1966. — Т. 89, вып. 2. — С. 185–189. — Библиогр.: 45.
То же: см. п. 249.

263. Памяти Хоми Джихангира Баба // Ат. энергия. — 1966. — Т. 21, вып. 1. — С. 7–8.
То же: УФН. — 1966. — Т. 89, вып. 1. — С. 173–174.
264. **Принципиальные вопросы квантовой механики. — М.: Наука, 1966. — 160 с.: ил. — Библиогр.: с. 158–160.
То же: см. п. 289, 290, 322, 358, 426.
265. Backward Scattering of High-Energy Particles (О рассеянии назад частиц высокой энергии) // Nuovo Cim. A. — 1966. — V. 41, № 4. — P. 481–484.
То же: см. п. 247.
266. **Conditions of Macroscopic Causality for the Scattering Matrix (Условия макроскопической причинности для матрицы рассеяния) // Nuovo Cim. A. — 1966. — V. 44, № 4. — P. 974–983. — *Совместно с Г. И. Колеровым.*
То же: см. п. 253.
267. Grundlagen der Quantenmechanik (Основы квантовой механики). — 5., durchges. u. nach d. 3. sowjet. erw. Aufl. — Frankfurt am Main; Zürich: Verlag H. Deutsch, 1966. — XV, 624 S. — (Hochschulbücher für Physik).
То же: см. п. 174, 181, 199, 215, 278, 334, 396, 420, 429.

1967

268. Вступительное слово пред. Оргкомитета Междунар. совещ. по нелокальной теории поля // Тр. Междунар. совещ. по нелокальной квантовой теории поля, Дубна, 4–7 июля 1967 г. — Дубна, 1967. — С. 9–10. — (ОИЯИ, Р2-3590).
269. Заключительное слово пред. Оргкомитета Междунар. совещ. по нелокальной теории поля // Тр. Междунар. совещ. по нелокальной квантовой теории поля, Дубна, 4–7 июля 1967 г. — Дубна, 1967. — С. 228–229. — (ОИЯИ, Р2-3590).
270. Наука, коллектив и драма идей: О физике // Моск. комсомолец. — 1967. — 26 марта.
271. О локализации релятивистских микрочастиц в пространстве и времени // Физика высоких энергий и теория элементарных частиц: Материалы Междунар. шк. по теор. физике, Ялта, май 1966 г. / Отв. ред. В. П. Шелест. — Киев: Наук. думка, 1967. — С. 778–790.
То же на англ. яз.: On Localization of Relativistic Microparticles in Space and Time // Acta Phys. Acad. Sci. Hung. — 1967. — V. 22, Fs. 1/4. — P. 307–319.
То же: см. п. 260.
272. О физике и счастье // Известия. — 1967. — 1 янв.
То же: За коммунизм. — 1967. — 4 янв.
- 273–274. Основы квантовой механики: В 2 т. — Токио: Топё посё, 1967–1970. — На яп. яз.
То же: На кит. яз.
То же: см. п. 53, 80, 112–113.
275. Пример акаузальной и унитарной матрицы рассеяния. — Дубна, 1967. — 7 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, Р2-3506). — Библиогр.: 3. — *Совместно с В. М. Виноградовым.*

276. Производство познания: Интервью // Кругозор. — 1967. — № 4. — С. 3–4.
То же: Enfoque International (AFN). — 1967. — № 5.
277. Discussion on M. Froissart Paper «Fundamental Theoretical Question» (Замечания в дискуссии по докладу М. Фруассара) // 13th Intern. Conf. on High-Energy Physics, Berkeley, Aug. 31–Sept. 7, 1966: Proc. — Berkeley: Univ. of California Press, 1967. — P. 18.
278. Grundlagen der Quantenmechanik (Основы квантовой механики) / Die Übers. wurde nach d. 2. russ. Aufl. D. Lyons angefertigt. Wissenschaftl. bearb.: D. Lyons, G. Wallis; Bearb. d. 3. dt. Aufl.: H. Pose; Übers. d. Erg.: J. Burmeister. — 6. durchges. u. nach der 3. sowjet. Ausg. erw. Aufl. — Berlin: Deutsch. Verlag der Wiss., 1967. — XV, 624 S. — Bibliogr.: S. 608–610. — (Hochschulbücher für Physik; Bd. 4).
То же: см. п. 174, 181, 199, 267, 334, 396, 420, 429.
279. Macroscopic Causality. — Dubna, 1967. — 45 p. — (JINR, LTPH, E2-3293).
То же: Trieste, 1967. — 53 p. — (IC/67/36).
280. **Macroscopic Causality in the *S*-Matrix Theory (Макроскопическая причинность в теории *S*-матрицы) // Тр. Междунар. совещ. по нелокальной квантовой теории поля, Дубна, 4–7 июля 1967 г.: Тр. — Дубна, 1967. — С. 18–21. — (ОИЯИ, P2-3590). — Библиогр.: 2.
281. Mécanique quantique et applications á l'étude de la structure de la matière: (Trad. 4 ed. russe). — Paris: Masson et Cie, 1967. — VII, 624 p. — Bibliogr.: P. 610–612.
То же: см. п. 211.

1968

282. Идеи и машины // Неделя. — 1968. — 13 авг.
283. Мигающий реактор в Дубне // Техника — молодежи. — 1968. — № 5. — С. 1–3. — Совместно с В. А. Бирюковым.
284. **О взаимодействии микросистемы с измерительным прибором // УФН. — 1968. — Т. 95, вып. 1. — С. 75–89. — Библиогр.: 12.
285. Основы квантовой механики: Пер. 4-го рус. изд. — Ереван: Луйс, 1968. — 758 с. На арм. яз.
То же: см. п. 211.
286. **Почти локальная матрица рассеяния // Вопр. теории элементарных частиц: Междунар. семинар по теории элементарных частиц, Варна, Болгария, 6–19 мая 1968 г.: Тр. — Дубна, 1968. — С. 419–425. — (ОИЯИ, P2-4050). — Библиогр.: 11. — Совместно с Г. И. Колеровым.
То же: см. п. 295.
287. Флуктуационный механизм передачи большого импульса легким ядрам. — Дубна, 1968. — 8 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, P4-4018). — Совместно с К. А. Токтаровым.
288. Эволюция квантовой теории поля // Природа. — 1968. — № 1. — С. 23–32. — Совместно с П. С. Исаевым.
289. The Philosophy of Quantum Mechanics. — Dordrecht; N. Y.: Reidel; Humanities. — 1968. — VIII, 132 p. — Bibliogr.: P. 132. (Пер.: Принци-

- пиальные вопросы квантовой механики. — М.: Наука, 1966).
То же: см. п. 264.
290. Principes essentiels de la mécanique quantique (Принципиальные вопросы квантовой механики). — Paris: Dunod, 1968. — XII, 192 p.
То же: см. п. 264.

1969

291. Импульсный реактор с инжектором ИБР-2. — Дубна, 1969. — 37 с. — (ОИЯИ, ЛНФ, 13-4392). — Библиогр.: 19. — *Совместно с В. Д. Ананьевым, П. В. Букаевым, Ю. М. Булкиным, Ю. П. Вахрушиным, В. В. Виноградовым, Н. А. Доллежалем, Г. Н. Жемчужниковым, И. Д. Зубковой, В. С. Кузнецовым, Б. И. Куприным, Е. П. Комаром, В. С. Лобановым, И. М. Маторой, А. Навроцки, В. М. Назаровым, А. К. Поповым, В. П. Смирновым, В. С. Смирновым, И. М. Франком, А. И. Хоперским, Н. А. Хрястовым, Е. П. Шабалиным, Ф. Л. Шапиро, О. Я. Шахом, Ю. С. Язвицким.*
292. Ленинская идея о неисчерпаемости материи и современные представления о строении вещества // Ленин и современное естествознание. — М.: Мысль, 1969. — С. 170–185. — *Совместно с В. С. Барашенковым.*
То же: Коммунист. — 1969. — № 5. — С. 47–56.
293. О физических основах квантовой механики // Вопр. философии. — 1969. — № 3. — С. 127–136.
294. Опыт эксплуатации и развитие импульсных периодических реакторов в Дубне. — Дубна, 1969. — 35 с. — (ОИЯИ, ЛНФ, 13-4395). — *Совместно с В. Д. Ананьевым, Б. Н. Буниним, Л. К. Кулькиным, И. М. Маторой, В. М. Назаровым, В. Т. Руденко, И. М. Франком, Е. П. Шабалиным, Ф. Л. Шапиро, Ю. С. Язвицким.*
295. Почти локальная матрица рассеяния // Проблемы теоретической физики: Сб. ст., посвященный Николаю Николаевичу Боголюбову в связи с его шестидесятилетием. — М.: Наука, 1969. — С. 47–53. — Библиогр.: 19. — *Совместно с Г. И. Колеровым.*
То же: см. п. 286.
296. Ред.: Проблемы теоретической физики: Сб. ст., посвященный Николаю Николаевичу Боголюбову в связи с его шестидесятилетием. — М.: Наука, 1969. — 430 с.: ил.
297. Спектральное представление двухточечных функций для полей, описывающих составные частицы. — Дубна, 1969. — 11 с. — (ОИЯИ, ЛНФ, P2-4805). — *Совместно с Р. П. Зайковым.*
То же: см. п. 316.
298. Formfaktoren in der klassischen Dynamik der Teilchen (Формфакторы в классической динамике частиц) // Z. Phys. — 1969. — Bd. 229, Hf. 3/5. — S. 199–205.
299. On the Simple Relativistic Models of the Hadrons (О простых релятивистских моделях адронов) // Coral Gables Conf. on Fundamental Interactions at High Energy, Coral Gables, Jan. 22–24, 1969: Proc. / Eds.: T. Gudehus et al. — N. Y. etc.: Gordon and Breach, 1969. — P. 69–73.

300. Operation and Development of Periodically Pulsed Reactors // Nucl. News. — 1969. — V.12, №4. — P.47–52. — *Совместно с В.Д. Ананьевым, Б.Н. Буниным, Л.К. Кулькиным, И.М. Маторой, В.М. Назаровым, В.Т. Руденко, И.М. Франком, Е.П. Шабалиным, Ф.Л. Шапиро, Ю.С. Язвickим.*

1970

301. Введение // Рождение мирного атома: Сб. ст. — Дубна, 1970. — С.7–8. — (ОИЯИ, 4-4589).
302. **Ленин и физика // Наука и человечество. 1969. — М.: Знание, 1970. — С.48–65.
То же: Wissenschaft und Menschheit. — Berlin: Urania-Verlag Leipzig; Jena, 1970. — Bd.6. — S.10–31.
303. Мирное применение атомной энергии: Докл. на юбилее Пражской высшей технической шк., 1957 г. // Рождение мирного атома: Сб. ст. — Дубна, 1970. — С.107–121. — (ОИЯИ, 4-4589). — Библиогр.: 14.
То же: см. п.127.
304. Новая эра в развитии науки // Рождение мирного атома: Сб. ст. — Дубна, 1970. — С.21–24. — (ОИЯИ, 4-4589).
То же: см. п.128.
305. **О квантовании существенно-нелинейного поля. — Дубна, 1970. — 15 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, P2-4942). — Библиогр.: 8.
То же: ТМФ. — 1970. — Т.4, №2. — С.145–151.
То же на англ. яз.: см. п.326.
306. Первая атомная электростанция СССР и пути развития атомной энергетики // Рождение мирного атома: Сб. ст. — Дубна, 1970. — С.39–82. — (ОИЯИ, 4-4589). — Библиогр.: 18. — *Совместно с Н.А. Николаевым.*
То же: см. п.105, 131.
307. Предисловие // Вавилов С.И. Ленин и современная физика. — М.: Наука, 1970. — С.5–14. — *Совместно с И.М. Франком.*
То же: см. п.392.
308. Проблемы структуры элементарных частиц // Диалектика и современное естествознание. — М.: Наука, 1970. — С.182–192. — *Совместно с В.С. Барашенковым.*
309. Пространство и время в микромире. — М.: Наука, 1970. — 359 с. — Библиогр.: с.355–359.
То же: см. п.351, 414.
310. Разложение инвариантной двухточечной функции билакального поля по группам Пуанкаре, Лоренца и $O(4,1)$ ($O(3,2)$). — Дубна, 1970. — 20 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, P2-5304). — *Совместно с Р.П. Зайковым.*
311. Реактор атомной электростанции АН СССР // Рождение мирного атома: Сб. ст. — Дубна, 1970. — С.125–146. — (ОИЯИ, 4-4589). — Библиогр.: 3. — *Совместно с Н.А. Доллежалем и А.К. Красиным.*
То же: см. п.107.
312. Ред.: Вавилов С.И. Ленин и современная физика. — М.: Наука, 1970.
То же: см. п.393.

313. Речь по случаю окончания конференции по физике высоких энергий, Рочестер, сент. 1960 г. // Рождение мирного атома: Сб. ст. — Дубна, 1970. — С. 33. — (ОИЯИ, 4-4589).
314. Рождение мирного атома // Рождение мирного атома: Сб. ст. — Дубна, 1970. — С. 13–18. — (ОИЯИ, 4-4589).
То же: см. п. 228.
315. Современное состояние нелокальной и неперенормируемой теории поля. — Дубна, 1970. — 20 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, P2-4941). — Библиогр.: 24.
То же: Нелокальные, нелинейные и неперенормируемые теории поля: 2-е совещ. по нелокальной теории поля, Азау, 15–25 марта 1970 г.: Материалы. — Дубна, 1970. — С. 5–25. — (ОИЯИ, 2-5400). — Библиогр.: 25.
316. Спектральное представление двухточечных функций для полей, описывающих составные частицы // ТМФ. — 1970. — Т. 3, № 2. — С. 166–170. — Совместно с Р. П. Зайковым.
То же: см. п. 297.
317. Теория возмущений с «cut-off». — Дубна, 1970. — 14 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, P2-4952). — Совместно с Г. И. Колеровым.
318. Физика и техника: Речь по поводу присуждения почетного звания д-ра техн. наук, Прага, июнь 1957 г. // Рождение мирного атома: Сб. ст. — Дубна, 1970. — С. 27–30. — (ОИЯИ, 4-4589).
То же: см. п. 160.
319. Физические и тепловые расчеты реактора атомной электростанции АН СССР // Рождение мирного атома: Сб. ст. — Дубна, 1970. — С. 149–185. — (ОИЯИ, 4-4589). — Библиогр.: 6. — Совместно с М. Е. Минашиным и Ю. А. Сергеевым.
То же: см. п. 108.
320. Физические и технические основы атомной энергетики // Рождение мирного атома: Сб. ст. — Дубна, 1970. — С. 85–104. — (ОИЯИ, 4-4589). — Библиогр.: 17.
То же: см. п. 109.
321. **Recent Developments on Nonlocal and Essentially Nonlinear Field Theory (Современное состояние нелокальной и существенно-нелинейной теории поля) // Fundamental Problems of the Elementary Particle Theory: Seminar in the Course of the XVth Intern. Rochester Conf. on High Energy Physics, Kiev, Aug. 29, 1970: Proc. — Kiev: ITP, 1970. — P. 41–58. — (ITP, 70-99).
То же: 15-я Междунар. конф. по физике высоких энергий, Киев, 26 авг.–4 сент. 1970 г.: Материалы: В 2 т. — Дубна, 1970. — Т. 2. — С. 827–841. — (ОИЯИ, 5481).
322. *Žasadní otázky kvantové mechaniky.* — Praha: Academia, 1970. — 158 p.
То же: см. п. 264.

1971

323. Как устроен мир микромира: Интервью // Знание — сила. — 1971. — № 8. — С. 8.

324. Особенности конструкции и оптимизация модулятора реактивности реактора ИБР-2 // Ат. энергия. — 1971. — Т. 31, вып. 4. — С. 352–358. — Совместно с В. Д. Ананьевым, В. В. Бондаренко, Ю. М. Булкиным, Е. Н. Волковым, Г. Н. Жемчужниковым, В. П. Зиновьевым, Б. И. Куприным, В. С. Лобановым, А. К. Поповым, В. С. Смирновым, В. И. Соколовым, Ф. И. Украинцевым, И. М. Франком, А. И. Хоперским, Н. А. Хрястовым, Е. П. Шабалиным, Ю. С. Язвickим.

То же: см. п. 329.

325. Стохастические пространства. — Дубна, 1971. — 32 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, P2-6094). — Библиогр.: 19.

326. On the Quantization of an Essentially Nonlinear Field (О квантовании существенно-нелинейного поля) // Nuovo Cim. A. — 1971. — V. 2, № 3. — P. 632–640.

То же: см. п. 305.

327. Physik der Elementarteilchen und das Prinzip der Kausalität (Физика элементарных частиц и принцип причинности) // Wissenschaftliche Zeitschrift der Humboldt-Universität zu Berlin. — 1971. — Bd. 20. — S. 295.

328. The Stochastic Spaces (Стохастические пространства). — Dubna, 1971. — 13 p. — (JINR, LTPH, E2-5922). — Bibliogr.: 7.

То же: см. п. 331.

1972

329. Особенности конструкции и оптимизация модулятора реактивности реактора ИБР-2 = Design of the IBR-2 Reactor and Optimization of Its Reactivity Modulator // 4th Intern. Conf. on Peaceful Use of Atomic Energy, Geneva, Sept. 6–16, 1972: Proc. — Vienna: IAEA, 1972. — V. 7: Advanced Research Uses of Reactors and Accelerators, and Applications in Energy Conversion. — P. 41–52. — (A/Conf. 49/P/774). — Bibliogr.: 6. — Совместно с В. Д. Ананьевым, В. В. Бондаренко, Ю. М. Булкиным, Е. Н. Волковым, Г. Н. Жемчужниковым, В. П. Зиновьевым, Б. И. Куприным, В. С. Лобановым, А. К. Поповым, В. С. Смирновым, В. И. Соколовым, Ф. И. Украинцевым, И. М. Франком, А. И. Хоперским, Н. А. Хрястовым, Е. П. Шабалиным, Ю. С. Язвickим.

То же: см. п. 324.

330. **Применения функциональных интегралов в квантовой механике и теории поля // УФН. — 1972. — Т. 106, вып. 4. — С. 593–616. — Библиогр.: 42. — Совместно с Б. М. Барбашовым.

331. **Стохастические пространства // ТМФ. — 1972. — Т. 11, № 1. — С. 3–8.

То же на англ. яз.: Stochastic Spaces // Acta Phys. Acad. Sci. Hung. — 1972. — V. 32, Fs. 1/4. — P. 75–81. — Bibliogr.: 7.

То же: см. п. 328.

332. Фундаментальные исследования определяют завтрашний день науки: Интервью // Наука и техника. — 1972. — № 7. — С. 10–13.

333. Geometry and Physics of the Microworld (Геометрия и физика микромира). — Dubna. — 1972. — 36 p. — (JINR, LTPH, E2-6653).
То же: см. п. 337.
334. Grundlagen der Quantenmechanik (Основы квантовой механики). — 6., durchges. u. nach d. 3. sowjet. Ausg. erw. Aufl. — Frankfurt am Main etc: Verlag H. Deutsch, 1972. — XV, 624 S. — Bibliogr.: S. 608–610.
То же: см. п. 174, 181, 199, 267, 278, 396, 420, 429.
335. L'idea lininista di inesauribilità della materia nella fisica moderna // L'interpretazione materialistica della meccanica quantistica Физика и философия in URSS. — Milano: Feltrinelli Ed., 1972. — P. 449–463. — *Совместно с В. С. Барашенковым.*
336. Stochastic Spaces (Стохастические пространства). — Dubna, 1972. — 44 p. — (JINR, E2-6566). — Bibliogr.: 19.

1973

337. **Геометрия и физика микромира // УФН. — 1973. — Т. 110, вып. 4. — С. 481–497. — Библиогр.: 47.
То же: см. п. 333.
338. Задачи современной физики элементарных частиц и будущие ускорители: Представлено на Совещ. ведущих ученых стран-участниц ОИЯИ по перспективам развития физики элементарных частиц и атомного ядра, Дубна, май 1973 г. — Дубна, 1973. — 14 с. — (ОИЯИ, P2-7077).
339. Ленинская идея неисчерпаемости материи в современной физике // Физическая наука и философия: 2-е Всесоюз. совещ. по филос. вопр. современного естествознания: Тр. — М.: Наука, 1973. — С. 78–101. — *Совместно с В. С. Барашенковым.*
340. О соотношении фундаментальных и прикладных исследований. — Дубна, 1973. — 22 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, P2-7553).
То же: см. п. 354.
341. Оптическая модель сильных взаимодействий и эйкональное приближение в теории рассеяния // ЭЧАЯ. — 1973. — Т. 4, вып. 3. — С. 623–661. — *Совместно с Б. М. Барбашовым, В. В. Нестеренко, В. Н. Первушиным.*
342. Открыть новое в старом // Техника — молодежи. — 1973. — № 5. — С. 16–17.
343. Предисловие // Принцип относительности: Сб. работ по специальной теории относительности / Сост. А. А. Тяпкин. — М.: Атомиздат, 1973. — С. 3–4.
344. **Проектирование новых ускорителей и задачи современной физики элементарных частиц // УФН. — 1973. — Т. 109, вып. 2. — С. 259–268. — Библиогр.: 18. — *Совместно с А. В. Ефремовым и Р. М. Мурадяном.*
То же на англ. яз.: Modern Elementary Particle Physics and Development of New Accelerators / Transl. S. J. Amorety. — Upton, 1973. — 21 p. — (BNL-Tr-542).
345. Релятивистская матрица плотности в фазовом пространстве. — Дубна, 1973. — 12 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, P2-7424). — Библиогр.: 4.

346. **Стохастическое пространство и нелокальное поле // ТМФ. — 1973. — Т. 17, № 2. — С. 153–159.
347. **«Элементарная длина» и эффект Мёссбауэра // ЯФ. — 1973. — Т. 17, вып. 4. — С. 830–836.
348. Geometry and Physics of the Elementary Particles (Геометрия и физика элементарных частиц) // Fundamental Interactions in Physics: Coral Gables Conf., Coral Gables, USA, Jan. 22–26, 1973: Proc. / Ed.: A. Perlmutter. — N. Y. etc.: Plenum Press, 1973. — P. 83–95. — (Studies in the Natural Sci. V. 2).
349. Present Status of Quantum Field Theory: Introductory Talk at the Intern. Seminar on Nonlocal Quantum Field Theory, Alushta, April, 1973. — Dubna, 1973. — 22 p. — (JINR, E2-7045).
То же на рус. яз.: Современное состояние квантовой теории поля // Нелокальные, нелинейные и неренормируемые теории поля: 3-е Междуна- р. совещ. по нелокальным теориям поля, Алушта, 23–30 апр. 1973 г.: Материалы. — Дубна, 1973. — С. 7–22. — (ОИЯИ, Д2-7161).
350. Problems of Contemporary Elementary Particle Physics and Prospective Accelerators (Задачи современной физики элементарных частиц и будущие ускорители). — Dubna, 1973. — 14 p. — (JINR, E2-7420). — Bibliogr.: 16.
351. Space and Time in the Microworld / Trans.: Z. Smith. — Dordrecht; Boston: Reidel, 1973. — XIV, 330 p.
То же: см. п. 309.

1974

352. Вывод уравнения квазипотенциального типа методом Фока–Подольского. — Дубна, 1974. — 25 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, P2-7719). — Библиогр.: 6. — *Совместно с В. А. Ризовым и И. Т. Тодоровым.*
То же: см. п. 370.
353. Держать, думать, действовать // За коммунизм. — 1974. — 23 апр.
354. За съотношението между фундаменталните и приложните изследвания (О соотношении фундаментальных и прикладных исследований) // Списание на Бълг. АН. — 1974. — № 5. — С. 10–19.
То же: см. п. 340.
355. *Некоторые выводы из опыта эксплуатации первой в мире АЭС // Ат. энергия. — 1974. — Т. 36, вып. 6. — С. 423–426. — *Совместно с Н. А. Доллежалем и А. К. Красиным.*
356. Первая атомная // Вопр. истории. — 1974. — № 6. — С. 107–121.
357. **Пропорции в науке // Наука и жизнь. — 1974. — № 6. — С. 72–78.
358. Принципиальные вопросы квантовой механики. — Токио, 1974. На яп. яз.
То же: см. п. 264.
359. Простейшие случаи расщепления вакуума // Семинар по μ -проблеме, Москва, 1972: Тр. — М.: Наука, 1974. — С. 130–139.
360. **Стохастические пространства (Обзор) // ЭЧАЯ. — 1974. — Т. 5, вып. 3. — С. 606–644.

361. ****Essentially Nonlinear Fields and Vacuum Polarization.** — Dubna, 1974. — 12 p. — (JINR, LTPH, E2-7952).
 То же на рус. яз.: Существенно-нелинейные поля и поляризация вакуума // ТМФ. — 1974. — Т. 21, № 2. — С. 155–159.
 То же: Высокие энергии и элементарные частицы: 4-й Междунар. симп. по физике высоких энергий и элементарных частиц, Варна, НРБ, 22–27 сент. 1974 г.: Тр. — Дубна, 1974. — С. 272–280. — Библиогр.: 9. — (ОИЯИ, Д1,2-8405).
362. **Renormalizable Group for Nonrenormalizable QFT.** — Dubna, 1974. — 13 p. — (JINR, LTPH, E2-8027). — *Совместно с А. В. Ефремовым, Д. В. Ширковым.*
 То же на рус. яз.: Ренормализационная группа в неренормируемой теории поля // Изв. вузов. Физика. — 1974. — № 12. — С. 23–29.
 То же: см. п. 377.

1975

363. **Да търсим нови пътища в науката!**: Интервью / Интервьюер А. Гиршева // Дружба. — 1975. — 19 июля. — С. 1; 4.
364. **Люди, космос, атом** // Неделя. — 1975. — 20–26 янв.
365. **О работе выхода электронов из металла** // Тамм И. Е. Собр. науч. тр.: В 2 т. — М.: Наука, 1975. — Т. 1. — С. 227–255. — *Совместно с И. Е. Таммом.*
 То же: см. п. 3, 8.
366. **О размере странных кварков.** — Дубна, 1975. — 8 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, P2-9271). — Библиогр.: 4.
367. **О собственной массе лептонов (On Lepton Self Mass).** — Дубна, 1975. — 11 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, P2-9082). — Библиогр.: 1. — *Совместно с Д. Ю. Бардиным.*
368. **Секреты микромира** // Неделя. — 1975. — № 10.
 То же: см. п. 378.

1976

369. **Вступительное слово** // Нелокальные, нелинейные и неренормируемые теории поля: 4-е Междунар. совещ. по нелокальным теориям поля, Алушта, 20–28 апр. 1976 г.: Материалы. — Дубна, 1976. — С. 1–7. — (ОИЯИ, Д2-9788).
370. **Вывод уравнения квазипотенциального типа методом Фока–Подольского** // ТМФ. — 1976. — Т. 28, № 1. — С. 3–26. — *Совместно с В. А. Ризовым и И. Т. Тодоровым.*
 То же: см. п. 352.
371. **МГУ в Дубне** // Моск. ун-т. — 1976. — 20 апр.
372. ****О гипотезе расширяющейся Вселенной** // ДАН СССР. — 1976. — Т. 229, № 1. — С. 67–69.
373. **Основы квантовой механики: Учеб. пособие для вузов.** — 5-е изд., перераб. — М.: Наука, 1976. — 664 с.: ил.
 То же: см. п. 53, 80, 174, 211, 416, 434.

374. О поглощении ультрахолодных нейтронов. — Дубна, 1976. — 12 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, Р4-9631). — Библиогр.: 7. — *Совместно с Н. М. Плакидой.*
375. Памяти Эдуарда Владимировича Шпольского (1892–1975) // УФН. — 1976. — Т. 118, № 1. — С. 189–190. — *Совместно с Т. Н. Болотниковой, В. Л. Гинзбургом, Я. Б. Зельдовичем, Б. Б. Кадомцевым, П. Л. Капицей, Н. Н. Маловым, Г. В. Розенбергом, Н. Н. Семеновым, С. Г. Суворовым, В. А. Угаровым, Р. В. Хохловым.*
376. Предпосылки научно-технического прогресса // Вопр. истории, естеств. и техн. — 1976. — Вып. 1. — С. 3–9.
То же: Современные проблемы физики: Сб. — М.: Знание, 1976. — С. 4–18.
377. Ренормализационная группа в неренормируемой теории поля // Актуальные проблемы теоретической физики: Сб. / Ред. А. А. Соколов. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1976. — С. 324–333. — Библиогр.: 16. — *Совместно с А. В. Ефремовым и Д. В. Ширковым.*
То же: см. п. 362.
378. Секреты микромира // Эврика. 1976. — М.: Мол. гвардия, 1976. — С. 59–62.
То же: см. п. 368.
379. Ядерные проблемы: Интервью // Neue Berliner Illustrierte. — 1976. — Nr. 12. — S. 14.
380. Ярко, аргументированно: О XXV съезде КПСС // За коммунизм. — 1976. — 2 марта. — С. 1.
381. Dynamics of Quarks (Динамика кварков). — Dubna, 1976. — 7 p. — (JINR, LTPH, E2-10105).
То же на рус. яз.: см. п. 385.
382. Safeguard and Some Aspects of Safety of the IBR-2 Reactor // US/Japan Seminar on Fast Pulse Reactors, Tokai, Ibaraki, Japan, Jan. 19–23, 1976: Proc. — Tokyo, 1976. — P. 573–601. — Bibliogr.: 5. — *Совместно с В. Д. Ананьевым, Б. Н. Буниным, С. В. Зинкевичем, И. М. Франком.*
383. Statistical Ensembles in Quantum Mechanics (Статистические ансамбли в квантовой механике) // Quantum Mechanics, Determinism, Causality, and Particles: An International Collection of Contributions in Honor of Louis De Broglie on the Occasion of the Jubilee of His Celebrated Thesis. — Dordrecht; Boston, 1976. — P. 147–158.

1977

384. Атом — от истоков овладения до промышленной отрасли // Коммунист. — 1977. — № 13. — С. 126–127. — *Совместно с А. К. Красиным.*
385. **Динамика кварков // ТМФ. — 1977. — Т. 30, № 3. — С. 299–302. — Библиогр.: 2.
То же: см. п. 380.
386. *ИБР-2 — импульсный реактор периодического действия для нейтронных исследований. — Дубна, 1977. — 53 с. — (ОИЯИ, ЛНФ, РЗ-10888). — Библиогр.: 48. — *Совместно с В. Д. Ананьевым, Ю. М. Булкиным, Б. Н. Буниным, Е. Д. Воробьевым, Н. А. Доллежалем,*

В. И. Луциковым, Ю. М. Останевичем, В. С. Смирновым, И. М. Франком, Н. А. Хрястовым, Е. П. Шабалиным, Э. И. Шарповым, Ю. С. Язвицким.

То же: ПТЭ. — 1977. — № 5. — С. 17–35.

То же: см. п. 410.

387. Наедине со звездами: Интервью // Сов. спорт. — 1977. — 13 марта.
388. **Классическая статистическая физика и квантовая механика // УФН. — 1977. — Т. 122, № 4. — С. 745–757. — Библиогр.: 10.
389. *О нагревании ультрахолодных нейтронов. — Дубна, 1977. — 14 с. — (ОИЯИ, ЛТФ, Р4-10381). — Совместно с Н. М. Плакидой.
То же на англ. яз.: On the Heating of Ultracold Neutrons // Physica Status Solidi (b). — 1977. — V. 82, № 2. — P. 627–632.
390. Об ускорителях для физики высоких энергий // Ускорительно-накопительный комплекс на базе ускорителя ИФВЭ: 21-я сессия научно-координац. совета при ИФВЭ, 1976 г.: Материалы. — Серпухов, 1977. — С. 21–26.
391. Письмо в редакцию журнала «Вопросы философии»: По поводу рецензии итальянских физиков на книгу М. Э. Омеляновского // Вopr. философии. — 1977. — № 2. — С. 158–159.
392. Предисловие // Вавилов С. И. Ленин и современная физика. — 2-е изд. — М.: Наука, 1977. — С. 3–13. — Совместно с И. М. Франком.
То же: см. п. 307.
393. Ред.: Вавилов С. И. Ленин и современная физика. — 2-е изд. — М.: Наука, 1977. — 72 с.
То же: см. п. 312.
394. Речь на закрытии Школы // 10-я Междунар. шк. молодых ученых по физике высоких энергий, Баку, 1976 г.: Материалы. — Дубна, 1977. — С. 5–7. — (ОИЯИ, Д2-10533).
395. Рождение мирного атома. — М.: Атомиздат, 1977. — 113 с.: ил. — Библиогр.: 23.
То же: см. п. 419.
396. Grundlagen der Quantenmechanik (Основы квантовой механики). — 7., durchges. u. nach d. 3., sowjet. Ausg. erw. Aufl. — Thun [u. a.]: Verlag H. Deutsch, 1977. — XV, 624 S. — Bibliogr.: S. 608–610.
То же: см. п. 174, 181, 199, 267, 278, 334, 420, 429.
397. On Non-Local *S*-Matrix (О нелокальной *S*-матрице) // Methods in Subnuclear Physics: 5th Intern. School of Elementary Particle Physics, Herceg-Novi, Yugoslavia, Sept. 15–28, 1969: Proc. / Ed.: M. M. Nikolic. — N. Y.: Gordon and Breach, 1977. — V. 5, Pt. 2. — P. 285–294. — Bibliogr.: 12.

1978

398. **Квантовая механика. Лекции по избранным вопросам. — Дубна: ОИЯИ, 1978. — 130 с. — (ОИЯИ, Р2-11728. Лекции для молодых ученых, вып. 16). — Библиогр.: С. 128–129.
399. **Представление о флуктонах и передача большого импульса сложным системам // 5-й Междунар. семинар по проблемам физики вы-

- соких энергий, Дубна, 1978 г.: Тр. — Дубна, 1978. — С. 288–299. — (ОИЯИ, Д1,2-12036). — Библиогр.: 20. — *Совместно с А. В. Ефремовым, В. К. Лукьяновым, А. И. Титовым.*
400. Ред.: Общая теория относительности / Поль Адриен Морис Дирак; пер. с англ. Г. В. Исаева. — М.: Атомиздат, 1978. — 65 с.: ил.
401. Ред.: Существенно-нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов / М. К. Волков, В. Н. Первушин. — М.: Атомиздат, 1978. — 239 с.: ил.
402. «Fluctuations» and High Momentum Transfer in Nuclear Processes: A Report Submitted to the 19th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, Aug. 23–30, 1978. — Tokyo, 1979. — 17 p. — Bibliogr.: 20. — *Совместно с А. В. Ефремовым, В. К. Лукьяновым, А. И. Титовым.*
403. **Quarks in a Quantized Space. — Dubna, 1978. — 13 p. — (JINR, E2-11297). — Bibliogr.: 6.
То же на рус. яз.: Кварки в квантованном пространстве // ТМФ. — 1978. — Т. 37, № 2. — С. 147–153.

1979

404. **Вселенная как газ фридмонов // ДАН СССР. — 1979. — Т. 246, № 4. — С. 828–829. — Библиогр.: 3.
405. Из истории пуска первой АЭС (документы и материалы). Приказ № 4 директора ФЭИ о начале и порядке организации пусковых работ на АЭС от 6 мая 1954 г. // Ат. энергия. — 1979. — Т. 46, вып. 6. — С. 419.
406. Конспект вводного доклада // Проблемы квантовой теории поля: 5-е Междунар. совещ. по нелокальным теориям поля, Алушта, 1979 г.: Тр. — Дубна, 1979. — С. VII–XII. — (ОИЯИ, P2-12462). — Библиогр.: 16.
407. Физика, техника и поляризация // Техника — молодежи. — 1979. — № 8. — С. 14–17.
408. Физический пуск импульсного исследовательского реактора ИБР-2. — Дубна, 1979. — 23 с. — (ОИЯИ, P13-12482). — Библиогр.: 5. — *Совместно с В. Д. Ананьевым, В. А. Архиповым, А. И. Бабаевым, Ю. М. Булкиным, Б. Н. Буниным, Е. Д. Воробьевым, Н. А. Доллежалем, Л. В. Едуновым, В. С. Лаврухиным, В. Л. Ломидзе, В. В. Мелиховым, Ю. И. Митяевым, Ю. Н. Пепельшевым, В. П. Пластининым, А. Д. Роговым, В. С. Смирновым, И. М. Франком, Н. А. Хрястовым, Е. П. Шабалиным, Ю. С. Язвизким.*
То же: Ат. энергия. — 1979. — Т. 46, вып. 6. — С. 393–400.
409. Fluctons and Large Momentum Transfer (Флуктоны и передача большого импульса) // 19th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, Aug. 23–30, 1978: Proc. — Tokyo, 1979. — P. 475–477. — Bibliogr.: 11.

1980

410. IBR-2 periódikus működésű impulzusreaktor neutronos kutatásokhoz (ИБР-2 — импульсный реактор периодического действия для нейтронных исследований) // Fizikai szemle. — 1980. — V. 30, № 5. —

Р. 161–175. — Библиогр.: 48. — *Совместно с В. Д. Ананьевым, Ю. М. Булкиным, Б. Н. Бунинным, Е. Д. Воробьевым, Н. А. Доллежалем, В. И. Луциковым, Ю. М. Останевичем, В. С. Смирновым, И. М. Франком, Н. А. Хрястовым, Е. П. Шабалиным, Э. И. Шараповым, Ю. С. Язвицким.*
То же: см. п. 386.

1981

411. Акустика неоднородной движущейся среды. — 2-е изд. — М.: Наука, 1981. — 206 с.: ил. — Библиогр.: с. 202–203.
То же: см. п. 62.
412. Квантовая механика: Лекции по избр. вопр.: Для физ. спец. ун-тов. — М.: Атомиздат, 1981. — 97 с. — Библиогр.: с. 95.
То же: см. п. 427.

1982

413. Две ветви познания мира // Техника — молодежи. — 1982. — № 3. — С. 18–23.
То же: см. п. 421.
414. Пространство и время в микромире. — 2-е изд., испр. — М.: Наука, 1982. — 349 с. — Библиогр.: с. 341–345.
То же: см. п. 309.
415. Стихотворения // Муза в храме науки: Сб. стихотворений / Сост., авт. предисл., примеч. и биогр. справок В. Ф. Ноздрев. — М.: Сов. Россия, 1982.
То же: см. п. 428.

1983

416. Основы квантовой механики: Учеб. пособие для вузов. — 6-е изд., стереотип. — М.: Наука, 1983. — 664 с.: ил.
То же: см. п. 53, 80, 174, 211, 373, 434.
417. Свет из Калуги // Техника — молодежи. — 1983. — № 4. — С. 14–17.
То же: см. п. 425.

1984

418. Размышления о проблемах познания и творчества и закономерностях процессов развития // Теория познания и современная физика / Отв. ред. Ю. В. Сачков. — М.: Наука, 1984. — Гл. 4. — С. 53–74.

1985

419. Die Geburt des friedlichen Atoms (Рождение мирного атома) / Übers. und Bearb. M. Kunicke. — 1. Aufl. — Leipzig: Dt. Verl. für Grundstoffindustrie, 1985. — 107 S.: 31 Ill.
То же: см. п. 395.
420. Grundlagen der Quantenmechanik (Основы квантовой механики). — 8. Aufl. — Frankfurt am Main: Verlag H. Deutsch, 1985. — XV, 624 S.
То же: см. п. 174, 181, 199, 267, 278, 334, 396, 429.

1986

421. Две ветви познания мира // Семинар, посвященный 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева, Дубна, 23 янв. 1983 г.: Тр./Ред.: А. В. Ефремов и В. Н. Первушин. — Дубна: ОИЯИ, 1986. — С. 77–91. — (ОИЯИ, 85-570).
То же: см. п. 413.
422. Импульсный «Быстрый» // Семинар, посвященный 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева, Дубна, 23 янв. 1983 г.: Тр. / Ред.: А. В. Ефремов и В. Н. Первушин. — Дубна: ОИЯИ, 1986. — С. 73–76. — (ОИЯИ, 85-570).
423. Проблема распространения и генерации звука потоком // Семинар, посвященный 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева, Дубна, 23 янв. 1983 г.: Тр./Ред.: А. В. Ефремов и В. Н. Первушин. — Дубна: ОИЯИ, 1986. — С. 139–140. — (ОИЯИ, 85-570)
424. 50 лет советской науки: Фонограмма выступления на общем собрании ЛТФ ОИЯИ в 1967 г. // Семинар, посвященный 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева, Дубна, 23 янв. 1983 г.: Тр. / Ред.: А. В. Ефремов и В. Н. Первушин. — Дубна: ОИЯИ, 1986. — С. 18–20. — (ОИЯИ, 85-570).
425. Свет из Калуги // Семинар, посвященный 75-летию со дня рождения Д. И. Блохинцева, Дубна, 23 янв. 1983 г.: Тр. / Ред.: А. В. Ефремов и В. Н. Первушин. — Дубна: ОИЯИ, 1986. — С. 61–72. — (ОИЯИ, 85-570).
То же: см. п. 417.

1987

426. Принципиальные вопросы квантовой механики. — 2-е изд., испр. — М.: Наука, 1987. — 151 с.: ил. — Библиогр.: с. 148–150.
То же: см. п. 264.

1988

427. Квантовая механика: Лекции по избр. вопр.: Для физ. спец. вузов / Ред. А. В. Ефремов. — 2-е изд., доп. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988. — 110 с.: ил. — Библиогр.: с. 100.
То же: см. п. 412.
428. Стихотворения // Муза в храме науки : Сб. стихотворений / Сост., авт. предисл., примеч. и библиогр. справок В. Ф. Ноздрев. — 2-е изд., доп. и перераб. — М.: Сов. Россия, 1988.
То же: см. п. 415.
429. Grundlagen der Quantenmechanik (Основы квантовой механики). — 9. Aufl. — Thun [u.a.]: Verlag H. Deutsch, 1988. — XV, 624 S. — Bibliogr.: S. 608–610.
То же: см. п. 174, 181, 199, 267, 278, 334, 396, 420.

1993

430. К критике принципа простоты: Выступление на конф., Дубна, 1978 г. // Тр. по методологическим проблемам физики: Сб. науч. тр. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1993. — С. 147–151.

431. К цельной теории микромира: Из выступления на конф., Дубна, 1965 г. // Тр. по методологическим проблемам физики: Сб. науч. тр. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1993. — С. 189–192.
432. Об объективном и субъективном в толковании волновой функции: Краткое содерж. выступления на совещании физиков и философов, Дубна, 1978 г. // Тр. по методологическим проблемам физики: Сб. науч. тр. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1993. — С. 184–188.
433. Тр. по методологическим проблемам физики: Сб. науч. тр. / Сост. Н. А. Коненкова (Блохинцева). — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1993. — 240 с.: ил. — Библиогр. в конце работ.

2004

434. Основы квантовой механики: Учеб. пособие. — 7-е изд., стер. — СПб.: Лань, 2004. — 664 с.: ил.
То же: см. п. 53, 80, 174, 211, 373, 416.