

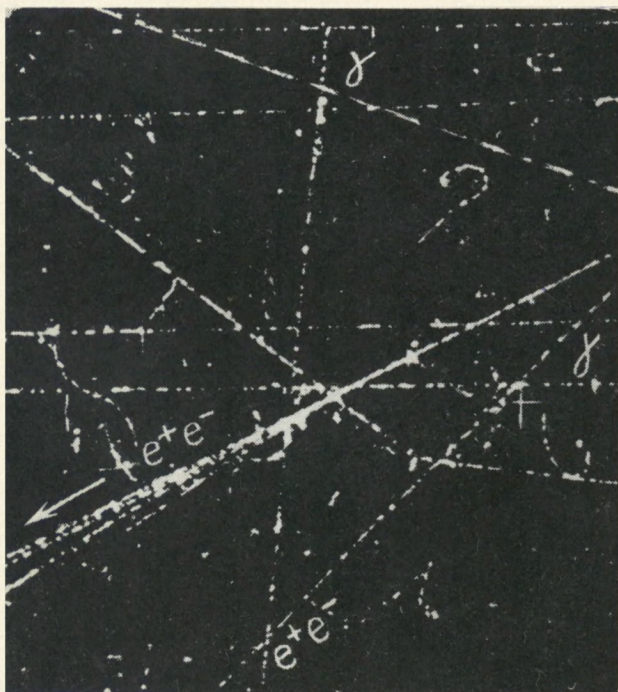


БИБЛИОТЕЧКА • КВАНТ •

выпуск 11

Г. И. КОПЫЛОВ

ВСЕГО ЛИШЬ КИНЕМАТИКА



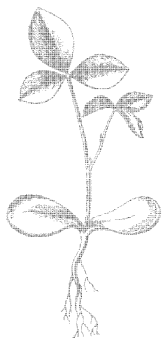


БИБЛИОТЕЧКА • КВАНТ •
выпуск 11

Г. И. КОПЫЛОВ

ВСЕГО ЛИШЬ КИНЕМАТИКА

Под редакцией
М. И. ПОДГОРЕЦКОГО



МОСКВА «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1981

22.38

К 65

УДК 539.12

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Академик **И. К. Кикоин** (председатель), академик **А. Н. Колмогоров** (заместитель председателя), кандидат физ.-мат. наук **И. Ш. Слободецкий** (ученый секретарь), член-корреспондент АН СССР **А. А. Абрикосов**, академик **Б. К. Вайнштейн**, заслуженный учитель РСФСР **Б. В. Воздвиженский**, академик **В. М. Глушков**, академик **П. Л. Капица**, профессор **С. П. Капица**, член-корреспондент АН СССР **Ю. А. Осипьян**, член-корреспондент АПН СССР **В. Г. Разумовский**, академик **Р. З. Сагдеев**, кандидат хим. наук **М. Л. Смолянский**, профессор **Я. А. Смодинский**, академик **С. Л. Соболев**, член-корреспондент АН СССР **Д. К. Фаддеев**, член-корреспондент АН СССР **И. С. Шкловский**.

Копылов Г. И.

К 65 Всего лишь кинематика/Под ред. М. И. Подгорецкого.—2-е изд., перераб.—М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1981.—176 с. с илл.—(Библиотечка «Квант»).

В книге рассказывается о современной физике элементарных частиц, о кинематике столкновений частиц и их взаимных превращениях. Автор вначале на удачных примерах обсуждает формулы и понятия теории относительности, а затем обращается к физике элементарных частиц. Умелый подбор материала позволил автору вести изложение доступно, но без упрощений.

К $\frac{20408-041}{053(02)-81}$ 196-81. 1704070000

ББК 22.38
530.4

К $\frac{20408-041}{053(02)-81}$ 196-81. 1704070000

© Издательство «Наука».
Главная редакция
физико-математической
литературы, 1981

ПРЕДИСЛОВИЕ

Книга «Всего лишь кинематика» является первой популярной книгой о релятивистской кинематике превращений элементарных частиц. Она начинается с того, чем другие популярные книги о теории относительности обычно кончаются. Автор вначале разъясняет на примерах необходимые для дальнейшего изложения формулы и понятия теории относительности, а затем вводит читателя в круг задач, решаемых современной физикой элементарных частиц. Речь идет действительно о современной физике, о задачах, решаемых сегодня или решенных только вчера, включая открытие новых частиц, определение квантовых чисел резонансов и т. д.

Книга написана видным специалистом в области кинематики элементарных частиц, который умело отобрал из обилия имеющегося материала то, что имеет общий интерес и может быть ясно изложено без упрощения сути дела. Книга рассчитана на читателя со средним образованием и требует только знания элементарной алгебры и геометрии.

Очень трудно найти такой способ изложения, чтобы какая-то область, кусочек науки, ничего не потеряв по существу, стала ясной неспециалисту. Часто эту задачу считают вообще невыполнимой. Похоже, однако, что такая крайняя точка зрения все же ошибочна. Во всяком случае автор предлагаемой читателю книги с этой задачей справился.

В предисловии к первому изданию была выражена надежда, что книга «...привлечет внимание широкого круга читателей, интересующихся ядерной физикой,

в частности школьников старших классов, студентов, учителей». Так оно и получилось, и сразу же после своего появления книга стала библиографической редкостью. Сейчас Г. И. Копылова уже нет с нами, поэтому во втором издании решено ограничиться только минимальными и самыми необходимыми изменениями, отражающими в некоторой степени бурное развитие физики элементарных частиц.

М. И. Подгорецкий

КИНЕМАТИКА ДЛЯ ЛИРИКА

И так как он обладал большой склонностью к умствованиям, то и захотел разгадать, каким образом движется такой маленький атом и обладает ли он какими-нибудь представлениями, волей и свободой.

В о л ь т е р, «Микромегас»

Г л а в а 1

О ЧЕМ ПОЙДЕТ РЕЧЬ

В этой книге мы хотим показать, что в одной из ведущих областей современной физики — в физике элементарных частиц — многое можно сделать понятным, даже если знать только школьную математику. Физика элементарных частиц — наука о свойствах, особенностях и закономерностях превращений мельчайших частиц вещества. В этих частицах много странного, удивительного, непривычного. Человеку, впервые столкнувшемуся с этим миром, все кажется здесь невероятным.

И частицы, в сто тысяч раз меньше, чем атомы, а ведь сам атом во столько раз меньше яблока, во сколько яблоко меньше всей Земли («Как это возможно? Что там можно увидеть?»). И скорость этих частиц — только чуть-чуть меньше скорости света («Как же можно уследить за таким быстрым движением?»). И время их жизни — некоторые из таких частичек существуют не дольше 10^{-23} с. Другие, исчезающие через 10^{-8} с (одну стомиллионную секунды), называются в этой науке долгоживущими («Как можно заметить такие частицы? И какими часами можно измерить такое время?»).

И их неуловимость — бывают частицы, не оставляющие почти никаких следов своего существования на Земле. Они возникают незамеченные, проносятся мимо атомов, как бесплотные духи, и исчезают, не оставив следа («Как же изучать их свойства?»).

А ведь мы не только разглядели все это, но и разбили все частицы на виды, взвесили частицы каждого вида, указали, какая с какой состоит в родстве; какая из них

во что и как часто превращается; какая из них со всех сторон одинакова, а какая нет, и многое, многое другое. «Как же все это возможно?» — возникает законный вопрос. «А если это возможно, — а нет причин не верить людям, извлекушим из небытия атомную энергию и лазер, — то какие ухищрения мысли, какая изобретательность ума нужна, чтобы в этом убедиться, какой разум нужен, чтобы это вместить!»

Что же, в общем это изумление естественно. И понятно желание разобраться во всех этих чудесах. К сожалению, многое в этой науке не поддается простому объяснению. Очень необычны теоретические воззрения, нельзя наскоро объяснить устройство приборов ядерной физики, позволяющих замечать быстрые частицы, измерять их направление, скорость, массу, количество движения, энергию.

Но есть в этой науке область, в которой можно попытаться разобраться. Это область, где сложности эксперимента уже кончились, а теоретические сложности еще не начались. Область, в которой занимаются первичной теоретической обработкой данных эксперимента, — так называемая кинематика превращений элементарных частиц. Это очень любопытная область. Никакие приборы не способны заметить след незаряженной частицы, а кинематика позволяет с легкостью замечать эти частицы. Никакие приборы пока не могут напрямую измерять промежутки времени меньше 10^{-18} с. А кинематика позволяет оценивать длительности порядка 10^{-23} с. Всего этого она добивается без каких-либо мудрых гипотез — с помощью карандаша, бумаги и несложных выкладок. На счету у кинематики немалые подвиги, в том числе открытие такого чуда природы, как нейтрино — частицы, свободно пронизывающей Солнце; таких недолгих жильцов на Земле, как π^0 -мезон; таких странных частиц, как гипероны и K -мезоны; таких эфемерных образований, как ω^0 -мезон и другие частицы-резонансы, — словом, всех элементарных частиц, кроме протона и некоторых заряженных мезонов *).

Конечно, кинематика не одна делала эти открытия, главная роль принадлежала остроумным приборам фи-

*) В последние годы открыты частицы с совершенно особыми свойствами, названные «очарованными» (строгий научный термин). Их открыли, конечно, тоже не без помощи кинематики.

зики высоких энергий. Но бесспорно и то, что без кинематики сквозь эти приборы мы бы разглядели гораздо меньше. Она помогает увидеть то, что не под силу аппаратуре, вполне достойно завершая цепь ускорителей, мишеней, поворотных магнитов, электростатических сепараторов, пузырьковых и искровых камер, фотообъективов, нацеленных на частицу.

Ударение делается на слове *з а в е р ш а е т*: кинематика не ставит себе далеко идущих целей разгадать тайны взаимоотношений частиц, симметрии природы; она только пытается восполнить то, что не замечено приборами, сделать их зорче, причем не переделывая их и не интересуясь их устройством. Как Шерлок Холмс, глядя на человека, видел вдесятеро больше, чем обычные люди, так и физик, вооруженный знанием кинематики, видит во много раз больше.

Здесь, правда, не обойтись одним воображением. Основу кинематики составляют точные расчеты, аккуратные выкладки, а не просто соображения типа: «Частица свернула сюда,— значит, оттуда ее что-то толкнуло. Что бы это могло быть?». И хотя выкладки эти бывают порой довольно сложными, в основе их лежит всегда одно и то же простое, общеизвестное положение: во всех превращениях элементарных частиц их суммарная энергия и суммарное количество движения сохраняются неизменными. Если приборы показывают, что энергии или количества движения после превращения не хватает, то это значит, что была еще одна, а то и несколько незамеченных частиц, унесших с собой эту недостачу. Затем могут вступить в действие другие столь же простые законы, которые иногда позволяют узнать, кто же эту недостачу унес.

Многие очень важные выводы в кинематике получают, по существу, средствами школьной алгебры. Поэтому есть надежда, что даже любознательный старшеклассник или человек, знающий алгебру в объеме средней школы, имеющий понятие о векторе и слышавший об античастицах и о том, что на больших скоростях масса тела тем больше, чем выше его скорость, смогут понять сущность многих предсказаний кинематики.

Эта книга и ставит своей целью ввести читателя в «кухню» многих важных открытий в физике элементарных частиц. Если вы соберетесь с духом и дочитаете ее до конца, если вы дадите себе труд вникнуть в суть

выкладок и доводов, вы обнаружите, что поняли механику многих открытий. Правда, законы и выводы кинематики — лишь первый, самый легкий шаг в мир элементарных частиц. Но всякий путь начинается с первого шага.

Глава 2

ПРАВЫ МИКРОМИРА

Иногда говорят об уровнях, иногда о мирах. Начинают с общественного и шагают по уровням как по ступенькам: биологический, клеточный, молекулярный, атомный, ядерный, уровень элементарных частиц. А можно говорить и о мирах: мир звезд, мир человека, мир бактерий, мир атома и т. д. В каждом мире свои законы, свои проблемы, и до проблем соседнего мира им в общем-то дела нет.

Наверное, природа поступила мудро, когда ввела такой порядок, отделив разные миры невидимой и почти непроницаемой границей, дав каждому свои законы. Может быть, этим достигается преемственность, непрерывность развития: катастрофа в одном мире происходит в других мирах незамеченной, все идет своим чередом. А может, природа просто хотела продемонстрировать свою нетривиальность.

Но люди очень неохотно идут на признание нетривиальности природы. Все остальные миры — атомный, звездный и другие — они возводят по знакомым образцам. Магнит называли *aimant* — любящий; в планетах увидели богов. Потом пошли более утонченные уподобления одних миров другим: атом, доказывали, похож на Солнечную систему, человек — на тепловую машину, световые волны — на морские; думали, что законы падения электрона на ядро можно вывести из законов падения яблока на Землю, а весь мир целиком — из головы философа...

И даже сейчас, когда мы как будто понимаем, что в каждом мире свои проблемы, свои законы, инерция человеческого разума очень препятствует конкретному проникновению в конкретные миры. Познание идет через преодоление привычных представлений, через отказ от самоочевидного в пользу чего-то непонятного и необычного (так выглядят порой новые законы при первом знакомстве).

Чем дальше друг от друга эти два мира — мир субъекта и мир объекта науки, — тем труднее этой науке развиваться, тем сильнее приходится человеку принуждать свое воображение и привычную логику. С этой точки зрения самые трудные науки — физика элементарных частиц и астрономия. Почему при этом они все же вырвались вперед, обошли те науки, которые изучают человека, сказать трудно.

То ли гуманитарные науки не смогли воспользоваться своим привилегированным положением, то ли мир одного человека отличается от мира другого человека сильнее, чем от мира атома.

Начинать популярную книгу о кинематике превращений элементарных частиц надо, видимо, со знакомства с миром этих частиц. Пожалуй, лучше всего будет выбрать самого характерного обитателя этого мира и рассказать о его повадках и способностях, чтобы стало ясно, каковы характерные метаморфозы, происходящие с элементарными частицами, и как можно в принципе, не зная законов превращений, а только опираясь на закон сохранения энергии и количества движения, ограничить круг этих превращений. Более детальное понимание метаморфоз и их общих законов придет потом, по мере чтения книги.

Один из многих

Самым солидным положением пользуется в микромире п р о т о н. Во-первых, он очень массивен. Когда-то протон вообще считали единственной массивной частицей, но потом пришлось признать, что у него есть уйма родственников. Все они носят одну и ту же фамилию — б а р и о н, но разные имена: н е й т р о н, л я м б д а, с и г м а, к с и, и з о б а р а и пр. И хотя все они массивнее протона, превосходство в численности по-прежнему остается за ним (и за нейтроном). Если вы совершите прогулку по микромиру, то из барионов вам чаще всего встретятся протон и нейтрон, а все остальные члены семейства будут попадаться лишь изредка. Вместе с нейтроном протон входит в состав атомного ядра, т. е. образует основу всех прочих более сложных миров.

Во-вторых, протон стабилен. Это значит, что ему гарантировано личное бессмертие. Если позаботиться о том, чтобы весь прочий мир никак не воздействовал

(или действовал слабо) на него, то он способен существовать вечно, пережить и звезды, и галактики. А все его собратья рано или поздно погибают: свободный нейтрон — в среднем за 16 мин, лямбда или кси — за 10^{-10} с, изобара даже за 10^{-23} с. Это случается так. Член семьи барионов исчезает внезапно и без какой-либо видимой причины, а вместо него возникает другой барион, но только не такой массивный. Это сопровождается появлением нескольких (одного-двух) членов других семейств частиц: мезонов, лептонов или фотонов. Новорожденный барион тоже должен распасться, следуя тому же правилу. Так как самый легкий из барионов — протон, то любой более тяжелый барион рано или поздно превращается в протон и в этом качестве наконец успокаивается и обретает право на бессмертие.

Но особенно интересно, что и всем барионам вместе уготовано бессмертие рода. Природа постановила, чтобы общее число барионов в мире — и во всем мире, и в каждом отдельном превращении — оставалось на веки веков неизменным. Поэтому, скажем, из самого бариона при распаде обязан возникнуть другой (и еще что-то, что не является барионом), из двух столкнувшихся барионов — опять два бариона, может быть, таких же, может быть, других (и, например, еще что-нибудь из небарионов). Впрочем, нет: при столкновении, скажем, двух протонов иногда возникают и три протона, но тогда непременно в сопровождении одного антипротона (или другого антибариона); могут возникнуть и четыре протона, но с двумя антипротонами. Словом, сохраняется не просто число барионов, а число барионов минус число антибарионов; одновременное рождение частицы и античастицы компенсирует друг друга и не считается нарушением закона.

Стало быть, установив постоянство числа барионов в мире, природа вовсе не закрыла перед ним дорогу к обогащению новыми запасами вещества; она только поставила условие, чтобы при этом создавалось равное количество антибарионов. Весь наш мир не гибнет в первую очередь потому, что барионы, составляющие его основной строительный материал, нигде не исчезают. Но отсюда не следует, что наша Вселенная будет существовать вечно. Если когда-нибудь на нее надвинется антивселенная и все превратится в облако мезонов или

фотонов, это никаким законам природы противоречить не будет.

Точно так же из закона постоянства барионов не следует, что наша Вселенная никогда из ничего не возникла, что она пребывала искони. Можно представить себе, что вместо нее был когда-то огромный резервуар, скажем быстрых мезонов или энергичных фотонов; из него и возникли пары мир — антимир, которые затем разлетелись в противоположные стороны. Вопрос этот остается сейчас открытым; одним по душе мысль, что наша часть Вселенной существует вечно, другим нравится мысль о катастрофах. Закон сохранения числа барионов не препятствует ни тому ни другому; решать вопрос будут другие законы и факты.

Вернемся к нашим барионам. Протон выделяется среди них тем, что он очень легко подвергается посторонним влияниям; в частности, он очень послушен человеку. Протон электрически заряжен, и электрическое напряжение (поле) способно разгонять его, отталкивать, поворачивать, снабжать энергией; словом, протоном можно вертеть по собственному усмотрению. Точно так же на поток протонов, совсем как на обычный электрический ток, оказывает влияние и постоянное магнитное поле. Оно не может разогнать протон, но может завернуть его. Все это делает протоны ценным орудием исследования микромира. Разгоняя протоны электрическим полем, можно снабдить их очень большой энергией. И тогда протон предстает в новом качестве — в качестве преобразователя природы. Налетев, скажем, на другой протон, он может породить немало новых частиц. Так и возникают в наши дни новые экзотические мезоны и барионы — тех частиц, которые живут невечно и давным давно вымерли бы, если бы быстрые протоны не порождали их вновь и вновь.

Пожалуй, на этом можно остановиться и подытожить то, что нам понадобится в дальнейшем. Мы узнали о двух видах превращений элементарных частиц. Первый — это когда частицы сами собой распадаются на несколько новых частиц; второй — когда при столкновении двух частиц они либо попросту сбиваются с прежнего курса, либо порождают еще несколько новых частиц.

Физикам-экспериментаторам известны разные способы регистрировать и то, что столкнулось, и то, что получилось, и то, что распалось, и то, на что распалось.

Они умеют узнавать направление и скорость движения частиц. А теория ставит себе задачу описать цепи замеченных превращений, вскрыть их механизм, понять причины, которые побудили частицы поступить так, а не иначе: уяснить основные привычки частиц и их место в общей картине мира.

Закон сохранения числа барионов, о которых мы говорили, — это только один из самых простых законов микромира. Другие законы сложнее, а главное, они непривычны. Они часто не похожи ни на что из того, что происходит в других мирах: ни с нами, ни с молекулами, ни со звездами.

Задача автора состоит в том, чтобы рассказать о мире элементарных частиц, почти ничего не говоря о непонятных законах. Оказывается, это возможно. Возможно потому, что один из хорошо известных всем нам законов — закон сохранения энергии и количества движения — в полной мере относится и к явлениям из мира элементарных частиц. Из элементарных частиц точно так же невозможно соорудить вечный двигатель, как невозможно построить его из шаров, цепей и колес.

Если две частицы до взаимодействия имели какой-то запас энергии, то в момент взаимодействия этот запас не может ни иссякнуть, ни пополниться. То же относится и к количеству движения (напомню, что это есть произведение массы тела на его скорость; количество движения называют еще *и м п у л ь с о м*). Его запас в какой-то изолированной группе частиц тоже постоянен; если, например, центр тяжести двух частиц вначале покоится, то каким бы превращениям эти частицы ни подвергались, центр тяжести того, что из них возникло, тоже обязан стоять на одном месте.

«Бухгалтеры» микромира

Эти законы сохранения были установлены на больших, хорошо видимых телах. Они так аккуратно и точно делали свое дело, так безошибочно сводили баланс прибылей и убытков, что не было причин отказывать им от места, когда дошло дело до элементарных частиц. Их приняли условно, до первой ошибки. И вот уже свыше трех десятков лет они проходят свой испытательный срок, и ни разу не было повода обидеться на них за неаккуратное ведение «гроссбуха», ни разу не было

случая, чтобы дебет с кредитом не сошелся. Было, правда, в начале их новой карьеры, в тридцатых годах, с ними одно недоразумение. Но они с блеском доказали свою непричастность к нарушениям баланса и помогли «вывести на чистую воду» истинного виновника скандала — молодое, тогда только начинавшее свою карьеру (пролазы и проныры) нейтрино.

Законы сохранения энергии в превращениях элементарных частиц выглядят даже проще, чем в нашем мире крупномасштабных явлений. У нас энергия проходит по многим статьям бюджета: и по электричеству, и по теплоте, и по механическим движениям, и по упругости, и по химии... А в микромире, когда свободно движущийся протон налетает на частицу, порождая несколько новых частиц, можно обойтись учетом двух форм энергии — энергии движения, или кинетической энергии, и так называемой энергии покоя — энергии, затраченной на создание самой частицы. В полную энергию частиц достаточно включать только эти два слагаемых.

Почему не нужно думать о других формах энергии?

Об одних — потому, что эти энергии малы. Скажем, об энергии *mgh* быстродвижущихся частиц можно не упоминать, так она мала — частицы слабо притягиваются Землей *). Энергию протона в электрическом поле надо учитывать, только пока он находится в этом поле, т. е. пока он курсирует по ускорителю; но как только он вылетит в свободный полет, эта энергия включается в баланс по статье «кинетическая энергия». А вот о переходах энергии, сопровождающих сами превращения частиц, забывать бы, конечно, не следовало. Но эти превращения частиц происходят лишь при тесном их сближении, происходят очень быстро, и мы не в силах, не успеваем разглядеть детали процесса и измерить энергию сильного взаимодействия в самом разгаре

*) Если же сами частицы обладают малой энергией, то о силе тяготения надо думать. Физики умеют получать нейтроны с очень низкой энергией, так называемые ультрахолодные. Энергия ультрахолодных нейтронов так мала, что их можно хранить в сосудах или заставлять перетекать по трубкам: они отражаются от медных стенок, а не пробивают их запросто, как обычные частицы из ускорителей. Так вот, если трубка идет снизу вверх, то ультрахолодные нейтроны иногда не могут подняться доверху: у них не хватает энергии, чтобы преодолеть силу тяготения. Впрочем, это, конечно, экзотика.

событий. Поэтому мы поневоле не пишем баланса энергий в тот главный момент, когда из одной статьи баланса в другую переходят крупные суммы. А когда все кончится, частицы разбегутся, то остаются опять только две статьи: энергия покоя и энергия движения, и баланс свести легко. И вот, хотя мы не видим и порой не понимаем непосредственного механизма действия ядерных сил, мы все же можем иногда предсказывать результаты их действия. Законы сохранения ограничивают действие любых других законов — все другие обязаны укладываться в их рамки, и иногда эти рамки так узки, что другим законам просто негде развернуться.

Знаешь массу — знаешь и частицу

Для успешного применения кинематики очень важно другое свойство элементарных частиц — их неделимость.

Масса крупного тела, как известно, может быть любой величины: тела состоят из атомов и делятся на части. А представьте себе на минуту, что никаких атомов нет, а вырабатываемая специальным устройством энергия накапливается в каких-то резервуарах, оставаясь неосязаемой и бесформенной, и затем вдруг, достигнув определенной величины, мгновенно превращается в вещь: в сковородку, утюг, мяч. И все сковородки совершенно одинаковы и имеют одну массу, все утюги тоже ничем друг от друга не отличаются и т. д. Эти вещи были бы неделимы: при ударе сковородки об утюг сковорода не лопалась бы, а или оставалась бы целой и нетронутой, или бесследно исчезала бы в энергетическом резервуаре, или, скажем, превращалась бы в два мяча, а остаток энергии снова попадал бы в резервуар. Мы к этому вскоре привыкли бы и не задавали себе вопрос «Как выглядит полсковородки?», для нас это звучало бы, как «два дровосека и две трети».

Примерно так и обстоит дело с элементарными частицами. Они не растут из зародыша, как кристалл, не возводятся из блоков, как дома, не делятся на части, как плитки шоколада. Они появляются на свет готовенькими, в законченном виде, в натуральную величину. Частицы одного вида все похожи одна на другую, похожи настолько, что друг от друга их отличить невозможно. Масса у них у всех тоже одинакова и может

поэтому служить меткой, визитной карточкой частицы. Вот к чему приводит неделимость частиц.

Здесь только в одном затруднение: как эту массу измерять? Можно было бы, например, взвешивать частицу. Но весы такие пока не придуманы, а главное, чтобы взвесить частицу, надо ее сперва остановить, а как это сделать? Поэтому массу частицы приходится определять на лету, пока она мчится мимо атомов и молекул. В этот момент умудряются измерять ее импульс по крутизне разворота частицы в магнитном поле и энергию — по разрушениям, которые она производит, и по иным явлениям. А этого уже достаточно, чтобы узнать частицу. На первый взгляд это кажется невозможным, необычным. Когда по энергии тела узнают о его скорости, или температуре, или высоте подъема, это понятно. Но чтобы по энергии тела узнавать его природу, — в это трудно поверить: мало ли какое тело может иметь данную энергию, или данную температуру, или данную скорость! Но на самом деле это не столько невозможно, сколько необычно: зачем судить о предмете по его энергии и импульсу, если есть десяток лучших способов, если можно его просто остановить и посмотреть. А частицу не всегда остановишь, вот и приходится изощряться.

Как взвесить пулю на лету

Но при желании и массу пули можно определить на лету. Выстрелите из ружья в упор в ящик с песком, помещенный в калориметр. В момент выстрела измерьте количество движения P , полученное пулей. Его можно узнать, например, по отдаче ружья, т. е. умножив массу ружья на скорость его отдачи в момент выстрела (из-за равенства действия и противодействия у пули будет то же количество движения). Вся энергия T , которую получила пуля, при торможении песком превратится в тепло и может быть замерена калориметром. Какова же масса пули m ? Из формулы для количества движения $P=mv$ следует, что скорость пули $v=P/m$. Подставив в формулу для кинетической энергии $T=mv^2/2$, получим $T=P^2/2m$, откуда следует, что масса пули

$$m = \frac{P^2}{2T} .$$

Значит, массу тела, пребывающего в механическом движении, можно определить по запасу количества движения и по энергии. Конечно, если бы измерять только энергию или только импульс, то это не удалось бы.

В физике микромира, где видимые движения бывают только механическими, также существует связь между массой, полной энергией и импульсом частицы. И здесь дело облегчается тем, что у мельчайших частиц масса не может быть какой угодно, у каждого вида частиц есть своя масса и никакой другой массы эти частицы иметь не могут, так что стоит лишь определить массу невидимой частицы (по унесенным ею энергии и импульсу), и мы сразу узнаем, что это за частица. Очень удобно. С пулей так не вышло бы: разве узнаешь по весу, пуля это или дробь?

Глава 3

ЭНЕРГИЯ И ИМПУЛЬС БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ

Излагая новое, надо опираться на уже известное. Примем, что формулу $E=Mc^2$ читатель знает.

Формулу эту открыл Эйнштейн. Это ему мы обязаны тем, что знаем теперь, как надо подсчитывать энергию быстрых частиц, и знаем, что даже в лежащем камне таятся несметные не востребованные запасы энергии. Он вывел эту формулу задолго до того, как она впервые понадобилась практически (задолго до 1919 г., когда впервые было замечено ядерное превращение). Еще в 1905 г. Эйнштейн доказал, что энергию и импульс очень быстрого тела нельзя вычислять по привычным формулам $E=mv^2/2$ или $P=mv$. Он доказал и многое другое, он буквально перевернул наши привычные представления обо всех главных вещах: движении, пространстве, времени, свете, массе. Но нам пока важно только то, что он говорил об энергии и импульсе.

Суть открытия Эйнштейна можно изложить примерно так.

Масса и скорость

Нет ничего в мире быстрее света. И не может один свет быть быстрее другого. Любой свет (в пустоте) движется всегда одинаково быстро. Поэтому

скорость света удобно принять за единицу. Всякое другое движение, например движение какого-нибудь тела, не может происходить быстрее распространения света, т. е. скорость любого тела всегда меньше единицы. Но как же тогда быть с телом, которое какая-то сила очень долго разгоняет? Ведь любая сила вызывает ускорение, а ускорение увеличивает скорость, и не наступит ли время, когда скорость ускоряемого тела превысит эту самую единицу? Но это невозможно, значит, с ростом скорости ускорение должно постепенно уменьшаться — уменьшаться настолько быстро, чтобы не успеть довести скорость тела до единицы. Но что значит, что при постоянно действующей силе ускорение уменьшается? Как это может быть? Известно другое свойство движения: ускорение обратно пропорционально массе тела — чем тело тяжелее, тем труднее его той же силой ускорять. Значит, можно сделать вывод, что ускорение уменьшается из-за того, что масса тела растет. Тогда концы с концами сойдутся: по мере роста скорости тело тяжелеет, и прежняя сила уже не может дать ему прежнего ускорения. Ускорение падает, и скорость почти не меняется. Эйнштейн вывел формулу увеличения массы по мере приближения скорости тела v к единице:

$$M = \frac{m}{\sqrt{1-v^2}} . \quad (1)$$

Через m здесь обозначена масса тела, когда оно неподвижно, т. е. когда $v=0$. При скорости v , приближающейся к единице, знаменатель дроби становится все меньше, а сама дробь все больше.

Масса и энергия

Теперь подойдем к вопросу с другой стороны. Ведь силу-то, столько времени действовавшую на тело, должен был приложить какой-то человек или какой-то двигатель. Пусть, например, двигатель. Он работал сколько-то времени, расходовал на это горючее, тратил энергию. А энергия, как известно, пропасть, исчезнуть бесследно, не может. Она, по-видимому, передается разгоняемому телу, и чем дольше действует двигатель, тем больше тело поглощает энергии. Но куда ее поглощать, если скорость тела все равно не может

превысить единицы? Разгадка проста: энергия тратится на рост массы тела. Рост массы — это и есть отражение роста энергии. Опять все сходится: сила производит работу над телом, увеличивая его энергию; энергия аккумулируется, накапливается в теле, увеличивая его массу. Становится понятным, откуда могла появиться знаменитая формула $E=Mc^2$, которую запишем в виде

$$E=M, \quad (2)$$

потому что скорость света c мы приняли за единицу. Не подумайте только, что мы вывели формулу $E=Mc^2$. Она была получена на основе совсем иных соображений, а мы пояснили простейшим способом ее смысл.

Подытожим теперь то, что было сказано, но выразим это по-другому. Почему при быстром движении нужны новые формулы для массы и для энергии? Если бы масса тела при разгоне его не росла, то росла бы его скорость, и в конце концов тело обогнало бы свет, а это противоречит опыту. Если бы энергия тела при разгоне его не росла, то куда девалась бы затрачиваемая на разгон работа?

Ответы на вопросы

«Все это хорошо,— скажете вы,— но почему никто никогда не замечал, чтобы тела, разгоняясь, тяжелели?»

Это действительно трудно заметить: слишком медленно движется все, что нас окружает. Медленно по сравнению со скоростью света, с единицей. Ведь накопление массы в теле становится заметным лишь с приближением скорости тела к предельной, а скорость самой быстрой ракеты меньше $1/10\,000$ — так велика скорость света. Вот если бы скорость света была, скажем, 10 км/с , то ракетостроителям пришлось бы в своих расчетах пользоваться формулами Эйнштейна, учитывать увеличение инерции ракет с приближением к этой скорости. А стань скорость света еще меньше, например 1 км/с , то уже немалое число явлений в мире потекло бы совсем по-иному, и механика Эйнштейна казалась бы нам столь же естественной, как сейчас механика Ньютона.

«Но тогда,— зададите вы еще вопрос,— не противоречат ли они друг другу при наших малых, привычных

скоростях?» Нет, не противоречат. Эйнштейн вел свои рассуждения так, чтобы на малых скоростях не потребовать многократно испытанных законов Ньютона. Если скорость v очень мала, дробь $1/\sqrt{1-v^2}$ с хорошей точностью обращается в $1+v^2/2$ (проверьте, подставив, например, $v=0,0001$), а формула роста массы — в формулу

$$M = m + \frac{1}{2} mv^2. \quad (3)$$

Когда ракета летит даже со скоростью 30 км/с, то это означает, что $v=0,0001$, т. е. масса увеличивается примерно на одну двухсотмиллионную. Заметить такое практически невозможно.

Вместо формулы (3) можно написать равноценную ей формулу, если вспомнить, что масса тела и его запас энергии — это одно и то же:

$$E = m + \frac{1}{2} mv^2. \quad (4)$$

Значит, при малых скоростях энергия всякого свободно движущегося тела состоит из двух частей: из части m , от скорости не зависящей, и из части $mv^2/2$, растущей как квадрат скорости... Погодите, но ведь $mv^2/2$ — это кинетическая энергия тела! Значит, Эйнштейн открыл, что кинетическая энергия (которую мы обычно считаем энергией тела, движущегося свободно, без воздействия каких-либо сил) — это только часть всего запаса энергии, которая есть у тела. И очень небольшая часть. Главная энергия заключена в члене m — в той массе, которая не затронута скоростью и имеется в теле даже тогда, когда оно стоит на месте. Это и есть то, что можно назвать энергией существования.

Если где-то возникла новая крупица вещества, то на ее создание была затрачена какая-то работа, у какого-то другого тела пришлось урвать или из какого-то источника нацедить запас энергии на сооружение этой крупинки вещества, и этот запас уже сидит в ней, даже если крупица не движется. Для обычных, больших, сложенных из атомов тел это звучит несерьезно: ведь их мы создаем всегда из готового стройматериала (атомов) и не тратим энергии на создание атомов. Значит, в этом случае энергия существования особой важности не пред-

ставляет: все, что нужно, существует и так. Там вопрос о сотворении вещества просто не возникает.

Иное дело — превращения мельчайших частиц. Там действительно создаются новые сорта частиц из частиц прежнего сорта и из накопленной ими энергии, а то и только из одного света. Как у ибсеновского пуговичника, в переплавку идет все старье без остатка, и пренебрегать энергией m нам никто не позволит.

Как не заметить слона

Наличие члена m в формуле для энергии столь важно, что стоит поговорить о нем подробнее. Почему мы это слагаемое не замечаем? Почему до Эйнштейна никто не заметил таких запасов «под ногами», в миллионы и миллиарды раз превышавших все доступные тогда энергии? Не говорит ли это о том, что Эйнштейн неправ? Нет, не говорит. Все дело в том, что мы замечаем не саму энергию, а ее изменения. Перетечет кинетическая энергия в потенциальную — мы это сразу заметим, потому что скорость упадет. Перейдет в тепловую — опять заметим: тело нагреется. А если энергия не меняется, как ее заметишь? Скажем, Земля. Ее кинетическая энергия огромна; мчится она вокруг Солнца со скоростью 30 км/с, масса ее $6 \cdot 10^{27}$ г, — это потрясающий, превышающий наше воображение запас энергии. Но кто ее замечает? В чем она проявляется? Надо ли ее учитывать и вставлять в баланс превращений, происходящих с земными телами? Конечно нет: она не меняется при таких превращениях, это мертвый капитал; какой она входит в баланс, такой и выходит.

Такое же положение и с энергией m , она не меняется в механических, электрических, химических превращениях, она молчаливо присутствует в обеих частях уравнений баланса энергий, и никому от нее ни холодно ни жарко. Вот если бы удалось найти какие-то силы, способные «отщипнуть» от m хоть кусочек, то m сразу дала бы о себе знать. Но сначала о таких силах ничего не знали. Хорошо уже то, что формула

$$E = m + mv^2/2$$

подсказала, что стоит поискать такие силы. И их нашли через много лет, это были ядерные силы. В атомных электростанциях или судах такие силы занимаются тем,

что отщипывают от m мелкие частицы и переводят их в электрическую или механическую энергии.

В превращениях же элементарных частиц сходные по характеру, но несравненно бóльшие по величине силы уже не отщипывают от массы покоя m по кусочку. Их деятельность радикально перестраивает одни кирпичи материи в другие, порой ничем — ни свойствами, ни назначением — не схожие с первыми.

Импульс и скорость

Но мы отвлеклись от своей прямой цели. Итак, мы знаем, как зависит масса тела от скорости:

$$M = \frac{m}{\sqrt{1-v^2}}.$$

Точно так же зависит от скорости и энергия тела:

$$E = M = \frac{m}{\sqrt{1-v^2}}.$$

Как же быть теперь с величиной $P=Mv$, называемой импульсом тела? Может быть, ее тоже нужно чем-то заменить?

Оказывается, нет. Импульс по-прежнему дается формулой

$$P=Mv,$$

но только M теперь величина, зависящая от скорости. Значит, импульс, как и масса тела и его энергия, по мере ускорения тела может стать сколь угодно большим. И остается в силе утверждение Ньютона о том, что рост импульса тела под действием силы пропорционален величине самой силы и длительности ее действия*).

*) Самый общий вид записи второго закона Ньютона годится и в этом случае:

$$F = \frac{dP}{dt} = \frac{d(Mv)}{dt},$$

сила равна скорости изменения импульса. Школьники пользуются частным случаем этого закона, когда масса тела неизменна, а меняется только скорость, — значит, сила равна массе, умноженной на скорость изменения скорости, т. е. на ускорение:

$$F = m \frac{dv}{dt} = ma.$$

Общую форму записи применяют, конечно, не только при описа-

Если сила будет действовать достаточно долго (и в нужную сторону), то импульс может достичь любой величины.

Стало быть, формулу для импульса можно записать в трех видах:

$$\begin{aligned} P &= Mv, \\ P &= Ev, \\ P &= \frac{mv}{\sqrt{1-v^2}} \end{aligned} \quad (5)$$

и пользоваться ими на выбор.

Вот в каком преобразованном виде надо брать энергию и импульс любого тела, если его скорость в какой-то мере сопоставима со скоростью света — единицей.

Здесь самое время предугадать вопросы, которые могут возникнуть у любознательного читателя. Вы можете спросить: как же теперь вычислять кинетическую энергию, если формула

$$T = \frac{mv^2}{2}$$

оказывается при больших скоростях неправильной?

Ответ: кинетической энергией частицы называют разность между полной энергией частицы, вычисляемой по формуле

$$E = \frac{m}{\sqrt{1-v^2}},$$

и энергией покоя m :

$$T = \frac{m}{\sqrt{1-v^2}} - m.$$

При малых v числа, подсчитанные по этой формуле, почти не отличаются от получаемых по обычной формуле $(1/2) mv^2$.

нии движений быстрых частиц, но и вообще при решении задач о движении тел с переменной массой — например, ракеты; именно так поступал Циолковский, выводя свою формулу

$$v = V \ln \frac{M_0}{m}$$

(M_0 — начальная масса, V — скорость истечения газов из сопла, v — скорость ракеты в момент, когда ее масса равна m).

Еще вопрос. Как масса может равняться энергии, если массу меряют в граммах, а энергию, например, в киловатт-часах?

Но после того как нам было объяснено, что масса эквивалентна энергии, мы, зная, сколько в теле массы, знаем и его энергетические запасы. Теперь естественно выбрать такие единицы массы и энергии, чтобы эта эквивалентность была сразу видна. Разные единицы массы и энергии терпимы лишь там, где эта эквивалентность не важна, т. е. почти во всех явлениях земного масштаба. А там, где разница между энергией и массой — просто разница между двумя сторонами движения (в слове «энергия» оттеняется «запас творческих сил» частицы, в слове «масса» — ее инерционные свойства, ее неуступчивость, а одно без другого не бывает), там было бы грешно измерять их по-разному. И вот в микромире выбирают единицы измерения так, чтобы энергия частицы численно равнялась ее массе.

А можно ли это сделать? Конечно. Если $E=Mc^2$ при $c=1$, то естественно E и M измерять в одних и тех же единицах. Точно так же, если $P=E\upsilon$, а скорость частицы берется по ее отношению к скорости света, то и импульс P можно измерять в тех же единицах. И пока превращения в микромире не затрагивают большого мира, этот договор — измерять энергию, импульс и массу одной и той же мерой — не приведет ни к каким неудобствам. И даже совсем наоборот.

— Что же это за мера? — Ее называют электрон-вольт (эВ). Сначала это была только единица энергии и обозначала она энергию, какую приобретает электрон под действием напряжения в один вольт. Один миллиард электрон-вольт (10^9 эВ) равен 1 ГэВ. В этих единицах меряют и массу, и импульс, но, конечно, не крупных тел, а мельчайших. Эта единица удобна тем, что массы и энергии частиц выражаются небольшим числом. Скажем, масса протона 0,94 ГэВ, импульс, получаемый протонами на Дубненском большом ускорителе, 10 ГэВ и т. д...

И последний вопрос. Правильно ли, что новая механика с новыми определениями массы, энергии, импульса нужна лишь в микромире, а нашему обычному миру она ни к чему? Нет, и у нас среди больших машин есть такие, которые нельзя рассчитывать по законам механики Ньютона. Это ускорители частиц (рис. 1). Их назначение — разгонять частицы, скажем протоны, до скоростей,

близких к скорости света. При этом протон, в согласии с учением Эйнштейна, становится намного массивнее. Его масса с каждым оборотом в кольце ускорителя все больше и больше растет. И с каждым оборотом становится все труднее удерживать его в этом кольце. Силы магнитного поля уже не хватает, чтобы такую массивную частицу водить по кругу. Приходится к электромагниту

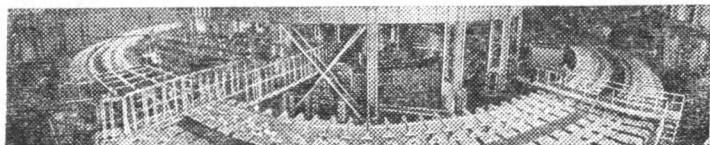


Рис. 1. Рядовой ускоритель.

подводить ток все большей величины. К примеру, на большом Дубненском ускорителе, где скорость протона практически не отличается от скорости света, масса протона M становится к концу периода ускорения равной 10 ГэВ. А вначале она равнялась 0,94 ГэВ. Значит, протон становится за 3 с (столько длится ускорение) более чем в 10 раз массивнее. Мощность, потребляемая большим электромагнитом ускорителя, к концу ускорения многократно и многократно увеличивается. Если вы хотите убедиться в справедливости формулы Эйнштейна, посмотрите на ваттметры распределительного щита, как возрастает в них реактивная нагрузка.

— Погодите, погодите! — воскликнет бдительный читатель. — Что же это выходит? На электростанции исчезает электроэнергия, в ускорителе возникают вдесятеро потяжелевшие протоны. Значит, по-вашему, энергия превратилась в массу?!

— А почему это вас так волнует?

— Потому, что это ошибочный философский тезис... Да вы и сами сказали, что энергия и масса — это просто два разных оттенка одного и того же физического понятия.

— В физике — да. Но в обиходе увеличение энергии не означает увеличение массы. От нагревания чайник не становится тяжелее. Стало быть, в житейском смысле разница между энергией и массой огромна. И когда вдруг вы станете свидетелем того, как питание, поданное

на вход ускорителя, оборачивается на выходе необычно грузными протонами, вы имеете право удивленно сказать: «Электроэнергия перешла в массу протона!»

— Или в его энергию...

— Или в его энергию, если мы хотим подчеркнуть не «неуступчивость» протона, а его «запас сил», «творческую потенцию»... Мы обязаны привыкнуть к тому, что «неуступчивость» и «запас творческих сил» частицы — это синонимы. И когда мы к этому привыкнем, то у нас даже появится неистребимое желание изгнать одно из слов — «энергия» или «масса» — и обходиться только одним. В серьезных современных книгах по физике так и пытаются делать. Но в нашей книге, где нехватку формул придется возмещать словесной выразительностью, будем употреблять оба синонима: и энергия, и масса.

— А как же философы?

— Философы философам рознь. Зачем выискивать проблемы там, где их нет, зачем следить за употреблением слов, где истинный смысл не в словах, а в точных соотношениях...

Людей с практическим складом ума волнует другое: верно ли, что энергия, выделяемая в распаде элементарных частиц, намного превосходит ядерную энергию?

— Да. Например, один из циклов ядерных реакций, дающих энергию звездам, сводится к превращению четырех протонов в ядро гелия. Их масса $0,94 \cdot 4 = 3,76$ Гэв, а масса гелия $3,73$ Гэв, следовательно, высвобождается $0,03$ Гэв — меньше 1% всей энергии. А в распаде π^0 -мезона на фотоны в энергию переходит вся масса мезона (100%).

— Значит, перед нами источник энергии мощнее термоядерной реакции?

— Отнюдь нет. Помехой служит редкость и неустойчивость таких мезонов; накопить их нельзя. А главное, их надо создать, затратив на это энергию, как раз равную той, что выделится в их распаде; протоны же всегда есть готовые — это ядра водорода. В термоядерной реакции мы транжирим запасы энергии, накопленные природой; распады π^0 -мезонов в лучшем случае лишь вернут нам энергию, затраченную на их создание.

— Тогда какой же от них толк?

— Толк от мезонов, гиперонов и т. п. в другом: они дают разгадку устройства мира...

Итак, надеюсь, последнее сопротивление читателя сломлено, и он готов привыкать к новым, пересмотренным, понятиям энергии, импульса, массы. Мы выяснили, что ускорение частиц сопровождается их утяжелением, что частица — да и любое тело — не может приобрести добавочную энергию, не увеличив при этом своей массы (инерции), и что при высоких скоростях возрастание количества движения неминуемо сопровождается заметным ростом массы и энергии, потому что сама скорость практически не растет.

В этой главе перед читателем предстанут новые стороны введенных понятий. Мы узнаем, что хотя при ускорении и масса, и импульс, и энергия частицы возрастают, у частицы все же остается одна (по крайней мере одна) кинематическая характеристика, которую ничто изменить не может. Узнаем также удивительную вещь: масса зависит и от того, как движется прибор, измеряющий эту массу; узнаем о частицах, не способных стоять на месте, и о многом другом.

Для начала вспомним оригинальный опыт, который нам понадобился в гл. 2. Мы там стреляли в упор в ящик с песком для того, чтобы измерить массу пули, и записали формулу $m = P^2/2T$, связавшую массу пули с ее энергией и импульсом.

Самая главная формула

Посмотрим, остается ли такая связь и при быстрых движениях. Суть проделанных тогда выкладок состояла в том, что мы из одной формулы определили скорость v и подставили полученное значение в другую формулу; в результате величина v из формул исчезла. Попробуем и в новых формулах для E и P избавиться от v . Это проще всего сделать так: возведя обе части формулы для импульса в квадрат, получаем

$$P^2 = \frac{m^2 v^2}{1 - v^2},$$

потом то же проделываем с формулой для энергии

$$E^2 = \frac{m^2}{1 - v^2}$$

и вычитаем из второй формулы первую:

$$E^2 - P^2 = \frac{m^2}{1-v^2} - \frac{m^2 v^2}{1-v^2} = \frac{m^2 - m^2 v^2}{1-v^2} = \frac{m^2 (1-v^2)}{1-v^2}.$$

В результате получаем

$$E^2 - P^2 = m^2. \quad (1)$$

Это и есть искомая связь между энергией, импульсом и массой покоя частицы. Можно ее записать и так:

$$E^2 = P^2 + m^2, \quad (2)$$

и тогда она напоминает известную теорему Пифагора. Если нарисовать прямоугольный треугольник (рис. 2),

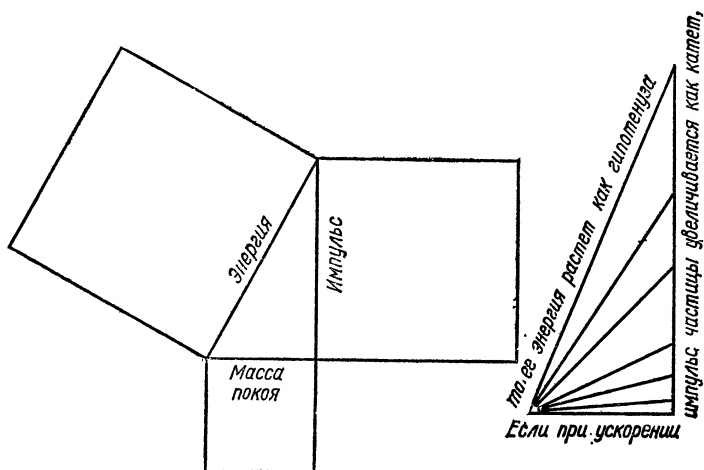


Рис. 2. Релятивистский смысл теоремы Пифагора.

у которого горизонтальный катет равен массе покоя частицы m , а вертикальный — импульсу частицы P , то гипотенуза даст полную энергию E . Пока частица не движется, весь треугольник сливается в один горизонтальный отрезок m , импульс равен нулю, а энергия — массе покоя частицы m . По мере ускорения частицы начнет расти ее импульс, а вместе с ним и энергия. Вначале изменения энергии невелики, потому что у очень низких треугольников гипотенуза почти равна горизонтальному катету. Это случай медленных движений, обычная механика Ньютона. А потом энергия начинает расти быстрее и быстрее. При очень больших ско-

ростях, почти равных скорости света, треугольник сильно вытянут вверх; в таком треугольнике гипотенуза почти равна вертикальному катету, т. е. при очень быстром движении разность между импульсом и энергией (а значит, и массой) частицы стирается:

$$E \approx P \text{ (при } v \approx 1). \quad (3)$$

Стирается, но никогда не сотрется. Как бы ни был высок треугольник, все равно всегда импульс меньше энергии и меньше как раз настолько, чтобы $E^2 - P^2$ равнялось m^2 .

В механике Эйнштейна, в которой особый интерес проявляется к тому, как меняются различные величины со скоростью, массу покоя тела m часто называют и *и н в а р и а н т о м* *д в и ж е н и я* (слово инвариант значит неизменный). Про сочетание $E^2 - P^2$ тогда говорят, что при любых скоростях тела оно остается неизменным (равным m^2), что оно есть инвариант движения; как ни ускоряют тело, его импульс и энергия растут одновременно и дружно, так, чтобы разность $E^2 - P^2$ не изменялась.

Формулой $m^2 = E^2 - P^2$ можно пользоваться для того, чтобы, зная энергию и импульс частицы, вычислять ее массу.

Массы покоя всех известных частиц вместе с другими свойствами этих частиц приведены в особых таблицах. Чтобы узнать, является ли замеченная на опыте частица новым образованием или принадлежит к числу давно изученных, надо измерить ее энергию E и (независимо) импульс P , затем вычислить разность $E^2 - P^2$, извлечь из нее квадратный корень и посмотреть, есть ли такое число в таблице. Если есть — хорошо, но еще лучше, если нет: значит, вы открыли новую частицу. Такое открытие — огромное событие. Считается, что весь ассортимент частиц, существующих в природе, есть проявление каких-то ее фундаментальных свойств, и поэтому важно знать, все ли частицы мы уже видели или что-то просмотрели. Известные частицы пробуют по-всякому раскладывать, ища в них определенный порядок.

Массы частиц не очень различны по величине. Самая тяжелая из земных вещей — сама Земля — примерно в 10^{25} раз тяжелее яблока. Одна из самых тяжелых элементарных частиц — омега-минус-гиперон — всего в

3300 раз массивнее одной из самых легких — обычного электрона *).

Из формулы $E^2 - P^2 = m^2$ видно, что масса покоя любой частицы определяет, насколько рост импульса частицы отстает от роста энергии. У тяжелых частиц при не очень больших энергиях E и P отличаются очень сильно, у легких — почти не отличаются. По мере роста энергии все три характеристики частицы сливаются в одну. Протон с импульсом 10 ГэВ обладает энергией 10,044 ГэВ и, естественно, массой тоже 10,044 ГэВ. При этом масса покоя его 0,94 ГэВ, остальные 9,104 ГэВ массы — это масса движения (а можно сказать так: остальные 9,104 ГэВ энергии — это кинетическая энергия протона).

Неостанавливаемые частицы

Но среди элементарных частиц бывают и такие, у которых масса покоя равна нулю. Это фотон и оба вида нейтрино — электронное и мюонное **).

Когда у частицы масса покоя равна нулю, то говорят, что у частицы ее просто нет: частица не имеет массы покоя.

Посмотрим, к каким следствиям это приводит. Начнем с конца. Соотношение $E^2 - P^2 = m^2$ теперь превращается в $E^2 - P^2 = 0$, значит, $P = E$. У такой частицы энергия численно совпадает и с импульсом, и с кинетической энергией (массы-то покоя нет), и с массой. Да, и с массой! Формула $E = Mc^2$ остается блистать во всей своей красе, и частица, не имеющая массы покоя, все же обладает массой, но массой движения. Не подумайте, что это игра слов, что мы по привычке повторяем понятие, уже не имеющее смысла. Нет, фотон и впрямь обладает массой, которая проявляет себя как обычная масса: у него есть инерция, он притягивается по закону всемирного тяготения к другим телам — например, пролетая мимо Солнца или звезд, он поворачивает, а, летя на Земле сверху вниз, увеличивает свою энергию, как и любой камень. Энергия фотона пропорциональна его

*) Сейчас известны гораздо более тяжелые частицы. Ипсилон-частица, например, тяжелее электрона примерно в 20 000 раз.

**) Эти нейтрино обозначаются символами ν_e и ν_μ . Теоретически предсказано и третье нейтрино — ν_τ , тоже с массой покоя нуль. Экспериментально оно пока еще не найдено.

частоте: $E=h\nu$, h — знаменитая постоянная Планка, равная $4,14 \cdot 10^{-24}$ ГэВ·с; значит, увеличивается и частота. И это-то изменение частоты можно зарегистрировать на опыте, а как — рассказано на стр. 101. Пока фотон движется, у него все, как у других частиц, все на месте. Но как только мы его вздумали бы остановить, или просто притормозить, или, наоборот, ускорить, тут-то и выяснилось бы, что с ним не все ладно. Фотон невозможно замедлить, нельзя его и ускорить. Его скорость всегда равна единице (мы видели в конце гл. 3, формула (5), что импульс равен энергии, умноженной на скорость, отсюда скорость $v=P/E$, а у фотона $P=E$). Он всегда движется со скоростью света, это попросту порция электромагнитного излучения, частица света, имеющая энергию E и импульс P . Скорость же света — с этого мы начали свой рассказ в гл. 3 — в пустоте неизменна, мы приняли ее за единицу. Тогда мы приняли скорость за единицу, а теперь она получила с равной единице из-за того, что $m=0$. Опять сошлись концы с концами, и это очень приятно.

Итак, помимо обычных частиц, мыслимы (и реально наблюдаются) частицы с нулевой массой покоя, частицы, которые нельзя остановить. Для них формула

$$E = m/\sqrt{1-v^2} \quad (4)$$

неприменима (она обращается в $E=0/0$, а по такой формуле ничего не посчитаешь); в этом отражается невозможность поставить для фотона вопрос о зависимости каких-то его характеристик от скорости: для него скорость такая же присущая ему внутренняя, неотторжимая характеристика, как для других частиц масса или заряд.

Но не подумайте, что если фотоны и нейтрино не способны замирать на месте, тормозить или набирать скорость, то они не подвержены никаким воздействиям. Фотоны могут то поворачивать, то исчезать, то возникать вновь, превращаться в фотоны меньших энергий, но при этом непременно так, чтобы величина скорости не менялась. Направление же скорости может меняться, и этого оказывается достаточно, чтобы в движении фотон не выделялся среди прочих частиц. Мало того, при сверхвысоких энергиях другие частицы начинают походить на фотон: их энергия, как мы видели на примере с протоном с энергией в 10 ГэВ, приближается к их

импульсу, скорость мало отличается от единицы и приборы перестают отличать их от фотона и друг от друга по этим характеристикам (по другим свойствам они могут сильно отличаться).

В гл. 3 нам встретилось необычное понятие: энергия существования тела m . Говорилось, что всякое тело обладает энергией уже потому, что оно существует, создано из чего-то. Теперь выясняется, что этот термин — энергия существования — не всегда удобен и может ввести в заблуждение, если понимать его чересчур буквально. Фотоны реально существуют (мы сами, собственно говоря, существуем за счет солнечных фотонов). А энергия существования m у них равна нулю. Поэтому удобнее говорить вместо этого об энергии покоя.

Читатель может обидеться: стоило ли вводить понятие, которое не всегда имеет смысл? Стоило. Термин прожил недолго, но дело свое сделал — помог отложить у нас в сознании представление о том, что, во-первых, на создание частиц нужна (или нужна была когда-то) энергия и, во-вторых, что всякое существующее тело является потенциальным источником энергии, даже когда спокойно стоит на одном месте. А термин «масса покоя» хотя и не возбуждает вредных иллюзий, но и фантазии не пробуждает. Лучше не сердиться, а поблагодарить «энергию существования» за верную службу и отпустить на покой. Термин сделал свое дело, он может уйти.

Новое понятие

Чтобы заполнить опустевшее место, введем другое понятие — оно часто будет нам встречаться в будущем. Это р е л я т и в и с т с к и й *) ф а к т о р γ (его еще называют л о р е н ц - ф а к т о р о м). Он показывает, во сколько раз увеличилась при данной скорости масса частицы по сравнению с тем, когда она покоилась:

$$\gamma = \frac{M}{m}, \text{ или } \gamma = \frac{E}{mc^2}, \text{ или } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (5)$$

*) Слово релятивистский значит «имеющий отношение к теории относительности».

У покоящейся частицы $\gamma=1$; с увеличением скорости до единицы γ растет столь же беспредельно, как E и P , но, в отличие от них, γ — величина безразмерная, не зависит от выбора единиц измерения и поэтому очень удобна. В механике сверхбыстрых движений скорость перестает быть той важной характеристикой движения, какой она является в механике земных масштабов. Оно и понятно: если скорости тел все равно близки к световой, то какой смысл спрашивать, какова скорость той или иной частицы. Ведь ответ предопределен: $v \approx 1$. Другое дело фактор γ : два тела, обладая близкими скоростями ($v_1 \approx v_2$), могут обладать совершенно различными релятивистскими факторами γ_1 и γ_2 , если и $v_1 \approx 1$ и $v_2 \approx 1$.

Хотя мы определили релятивистский фактор γ через динамические характеристики частиц (ее энергию и массу покоя), но на самом деле, как показывает третья из записанных формул, γ зависит только от скорости тела. Поэтому величиной γ можно характеризовать не только движение частицы, но и движение объектов, материальная сущность которых не оговаривается. Например, часто встает в физике вопрос об измерении свойств тела в разных системах отсчета — неподвижных и движущихся. Тогда нет смысла говорить об энергии и импульсе системы отсчета (системы координат); важна только ее скорость. Но вместе со скоростью системы определяется и γ , характеризуя, как и скорость, движение системы отсчета.

Всего рассказанного здесь уже достаточно для того, чтобы, записав законы сохранения, приступить к знакомству с собственно кинематикой превращений элементарных частиц. Но в теории Эйнштейна есть еще одно важное понятие, которое может нам очень пригодиться. Это отражение размышлений Эйнштейна и его предшественников о пространстве и времени; это вопрос об изменении импульса и энергии тела при изменении движения прибора, измеряющего их; это так называемые **п р е о б р а з о в а н и я Л о р е н ц а**.

Очень важный вопрос

Вот мы смотрим на быстро движущееся тело и каким-то образом измеряем его импульс и энергию. Спросим себя: а если бы мы сами начали двигаться за телом вдогонку, изменились бы измеряемые нами

энергия и импульс? Или если бы кто-то крикнул нам, что мы сами вовсе не неподвижны, а движемся туда же, куда промчалось и измеряемое нами тело, но не замечаем этого, а вот он, объективный наблюдатель, это заметил, остановился, измерил энергию того же тела и получил совсем другое число — поверили бы мы ему?

По-видимому, да, пришлось бы поверить. Чем энергия лучше скорости? А скорость, без всякого сомнения, получится различной, если сам измеряющий скорость прибор будет двигаться по-разному. Энергия же частицы связана с ее скоростью, да и без этого ясно, что частица действует на измеряющий ее энергию прибор по-разному в зависимости от того, покоится относительно нее этот прибор или движется, и движется ли он медленно или быстро. А если по-разному воздействует, то и показания прибора будут разные. Когда мы указываем, какая у частицы энергия, мы обязаны уточнить вначале, как, с какой скоростью и куда двигался прибор, обнаруживший у частицы эту энергию.

Вот и возникает вопрос: а если энергию (импульс) частицы измеряли два прибора (два наблюдателя),

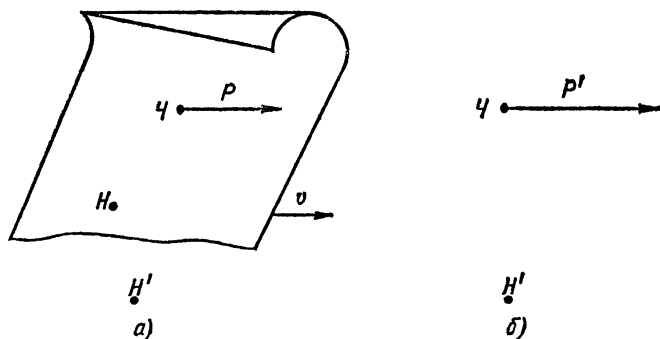


Рис. 3. Простейшее преобразование Лоренца.

- а) Частица ψ , по мнению наблюдателя H , имеет импульс p ; наблюдатель H , по мнению наблюдателя H' , движется со скоростью v туда же, куда и частица.
 б) Частица ψ , с точки зрения наблюдателя H' , имеет импульс p' .

двигавшиеся с разными скоростями, то как должны быть связаны между собой показания этих приборов? Как связаны энергии одной и той же частицы, измеряемые, как говорят, в разных системах отсчета? Или, на нашем языке, если система отсчета, измерения в

которой привели к энергии частицы E и импульсу P , сама движется относительно какой-то новой системы (в ту же сторону, что и частица) со скоростью v , то каковы энергия и импульс частицы в этой новой системе отсчета (рис. 3)?

Преобразования Лоренца

Обозначим новую энергию и новый импульс частицы E' и P' , а движение прежней системы отсчета относительно новой будем характеризовать скоростью v и фактором $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$. Оказывается, что E' и P' выражаются линейно через E и P , т. е. представляют собой сумму старых энергии и импульса, умноженных на некоторые коэффициенты:

$$\left. \begin{aligned} E' &= \gamma E + \gamma v P, \\ P' &= \gamma P + \gamma v E. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Как видим, коэффициенты зависят только от скорости движения старой системы отсчета относительно новой. Из этих формул (их именуют преобразованиями Лоренца) видно, что в новой системе отсчета энергия (и, само собой, импульс) больше, чем в старой.

Другое дело, если прежняя система отсчета, в которой были получены числа E и P , двигалась (как это

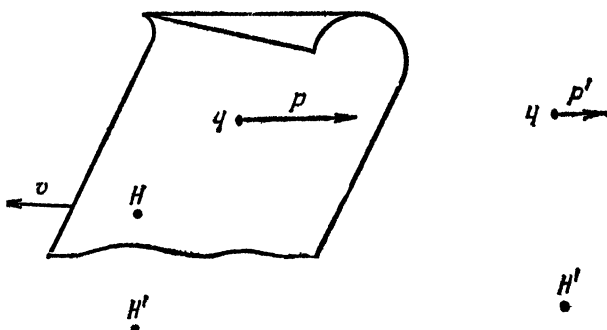


Рис. 4. Преобразование Лоренца.

В отличие от предыдущего рисунка, наблюдатель H , по мнению наблюдателя H' , мчится со скоростью v в обратную сторону.

обнаружили наблюдатели в новой системе отсчета) назад по отношению к движению тела (рис. 4). Тогда перед скоростью v надо поставить знак минус и формулы

преобразования Лоренца примут вид

$$\left. \begin{aligned} E' &= \gamma E - \gamma v P, \\ P' &= \gamma P - \gamma v E. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Ну а как быть, если выяснилось, что направление частицы и направление движения прежней системы отсчета не имеют меж собой ничего общего? Скажем, мы

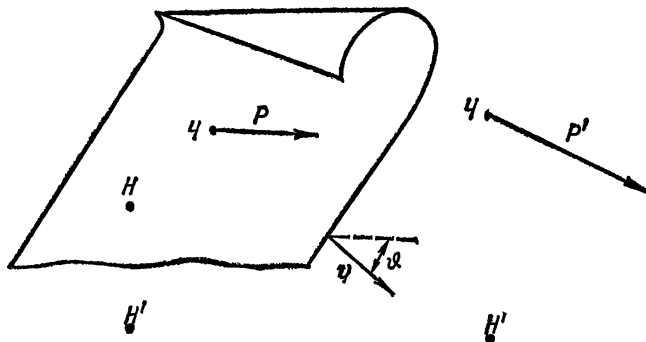


Рис. 5. Общий случай преобразования Лоренца.

Направление наблюдателя H и направление частицы q образуют, с точки зрения наблюдателя H' , угол ϕ ; справа показан импульс P' частицы q с точки зрения наблюдателя H' .

считали, что покоимся, и измерили энергию E и импульс P какой-то частицы. А кто-то другой заметил, что мы сами движемся не туда, куда двигалась частица, а в сторону, под углом ϕ и со скоростью v (рис. 5). Какими покажутся ему энергия E' и импульс P' частицы?

Движение наискось

Правило здесь тоже несложное. Надо изобразить импульс P в виде вектора — стрелки, которая показывает туда, куда двигалась частица, а по длине условно равна величине импульса. Скажем, если импульс 5 ГэВ, то, приняв 1 см за 1 ГэВ, нарисуем стрелку длиной 5 см. Чем больше импульс, тем (при заданном масштабе) длиннее вектор. Затем на том же чертеже изобразим другой стрелкой наше собственное направление и собственную скорость. Так как скорость и импульс — величины разные, то масштаб скорости можно взять какой угодно. Теперь спроектируем вектор им-

пульса на вектор скорости: опустим из конца стрелки импульса перпендикуляр на стрелку скорости (или на ее продолжение) и на направление, перпендикулярное скорости (рис. 6). Получим два новых вектора. Их

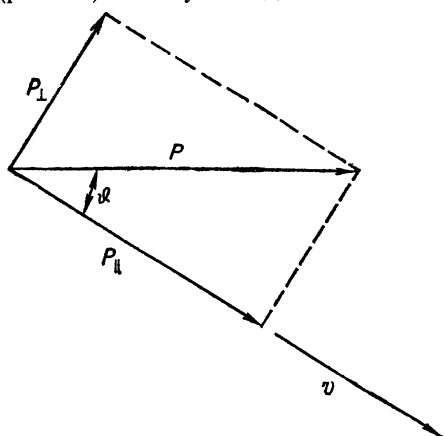


Рис. 6. Преобразование Лоренца (первая стадия).

называют: продольная составляющая импульса (обозначается P_{\parallel} , равна $P \cos \vartheta$) и поперечная составляющая (обозначается P_{\perp} , равна $P \sin \vartheta$). Так вот, прежнее правило (6) относится, оказывается, только к продольным составляющим импульса (там импульс P был направлен по v и просто совпадал со своей продольной составляющей), т. е. правило преобразования продольной составляющей P_{\parallel} и энергии E таково:

$$\left. \begin{aligned} E' &= \gamma E + \gamma v P_{\parallel}, \\ P'_{\parallel} &= \gamma P_{\parallel} + \gamma v E. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Значит, нам надо подсчитать $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$, и тогда из первой формулы получим энергию частицы, а из второй — продольную (опять-таки продольную!) составляющую импульса. После пересчета она стала, скажем, равной уже 8 ГэВ. Изобразим ее на рис. 7. А как быть с поперечной составляющей? Она не меняется. Значит, стрелку P_{\perp} надо бережно, не поворачивая, перенести с рис. 6 на рис. 7 и приложить ее к острию стрелки P'_{\parallel} . На то место, куда попадет острие P_{\perp} , и придется острие нового вектора импульса частицы. Теперь измерим в прежнем масштабе (1 см = 1 ГэВ) длину стрелки.

это и будет величина импульса. А направление? Стрелка дает и направление импульса, т. е. покажет, куда движется частица по мнению неподвижного наблюдателя

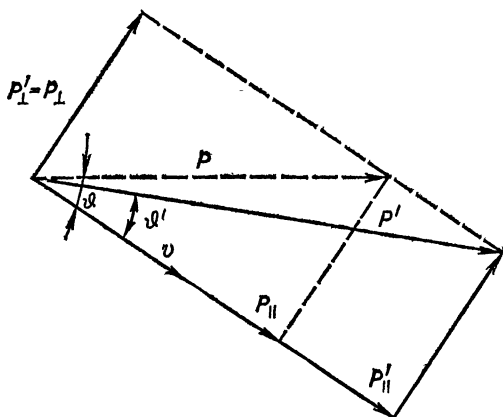


Рис. 7. Преобразование Лоренца (вторая стадия).

Наблюдатель H передает эстафету наблюдателю H' ; поперечная компонента любого импульса не меняется при этом, продольная же меняется по двучленной формуле; наблюдателю H' остается собрать импульс из двух частей.

(так условно называют наблюдателя, который выяснил, куда и как движемся мы). Если мы вспомним свойства прямоугольных треугольников, то можем написать формулы для нового угла ϑ' и нового импульса P' .

Итак, общий вид преобразований Лоренца таков *):

$$\left. \begin{aligned} E' &= \gamma E + \gamma v P_{\parallel}, \\ P'_{\parallel} &= \gamma P_{\parallel} + \gamma v E, \\ P'_{\perp} &= P_{\perp}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Разумеется, прежде чем пользоваться этими формулами, надо разбить импульс на продольную и поперечную составляющие и после пересчета опять-таки «склеить» из новой продольной и новой (она же преж-

*) Если в этих формулах (9) всюду энергию E заменить временем t , а вектор импульса \mathbf{P} вектором местоположения \mathbf{r} , мы получим формулу для пересчета места и времени какого угодно происшествия из одной системы отсчета в другую. Именно в таком виде (т. е. с \mathbf{r} и t) и были впервые написаны Лоренцем эти преобразования. Но нам формулы с \mathbf{r} и t не будут нужны, и под преобразованиями Лоренца мы будем подразумевать уравнение (9),

няя) поперечной составляющих целый импульс. Когда P и v по направлению совпадут, то получится формула (6), когда P и v направлены в разные стороны — формула (7) (продольный импульс тогда равен импульсу P со знаком минус). Опять все сошлось.

Опять самая главная формула

Нет, погодите, не все. Между прежними энергией и импульсом частицы была жесткая связь $E^2 - P^2 = m^2$, разность их квадратов давала квадрат массы покоя. А теперь, в новой системе отсчета, останется ли это равенство? Было бы плохо, если бы оно пропало, ведь тогда стало бы ясно, что есть какая-то одна наилучшая система, в которой после вычитания остается m^2 , и другие, похуже, где получается не m^2 , а что-то другое. А Эйнштейн указывал, что среди систем отсчета царит свобода и равенство, нет предпочтения одних другим. Точнее, он говорил (основываясь на опыте физиков), что в любых системах отсчета, движущихся друг относительно друга прямолинейно и равномерно, все законы природы выглядят одинаково. В частности, и закон о том, что при движении частицы разность $E^2 - P^2$ не меняется и все время равна m^2 , должен неукоснительно соблюдаться всюду. Давайте-ка это проверим.

Нам надо вычислить разность $E'^2 - P'^2$. По теореме Пифагора (см. рис. 7) $P'^2 = P_{\parallel}'^2 + P_{\perp}'^2$. Подставим вместо E' , P_{\parallel}' и P_{\perp}' их выражения (9) и начнем считать:

$$\begin{aligned} E'^2 - P'^2 &= E'^2 - P_{\parallel}'^2 - P_{\perp}'^2 = \\ &= (\gamma E + \gamma v P_{\parallel})^2 - (\gamma P_{\parallel} + \gamma v E)^2 - P_{\perp}^2 = \\ &= (\gamma^2 E^2 + 2\gamma^2 v E P_{\parallel} + \gamma^2 v^2 P_{\parallel}^2) - \\ &\quad - (\gamma^2 P_{\parallel}^2 + 2\gamma^2 v E P_{\parallel} + \gamma^2 v^2 E^2) - P_{\perp}^2. \end{aligned}$$

Пока мы раскрыли только скобки по формуле квадрата суммы. Теперь, сгруппировав отдельно члены с E^2 , P_{\parallel}^2 и $E P_{\parallel}$, получим

$$E^2 (\gamma^2 - v^2 \gamma^2) + P_{\parallel}^2 (\gamma^2 v^2 - \gamma^2) + 2 E P_{\parallel} (\gamma^2 v - \gamma^2 v) - P_{\perp}^2.$$

Выражение в третьих скобках — тождественный нуль. Первые скобки равны $\gamma^2(1-v^2)$, а так как $\gamma^2 = 1/(1-v^2)$ по условию, то получаем просто единицу.

Выражение во вторых скобках равно поэтому —1. Остается, стало быть, всего ничего:

$$E^2 - P_{\parallel}^2 - P_{\perp}^2 = E^2 - (P_{\parallel}^2 + P_{\perp}^2).$$

Теперь надо взглянуть на рис. 6. Опять та же бессмертная теорема Пифагора убеждает нас в том, что в скобках стоит просто квадрат импульса.

Итак, мы доказали, что (см. начало выкладок)

$$E'^2 - P'^2 = E^2 - P^2. \quad (10)$$

А последняя разность нам знакома: мы уже встречали ее в начале главы и убедились, что она равна m^2 , т. е.

$$E'^2 - P'^2 = m^2.$$

Очень знаменательный результат. Разность квадратов энергии и импульса частицы, следовательно, является инвариантом, т. е. не меняется не только при ускорении частиц, но и при изменении движения приборов, измеривших энергию и импульс, при изменении движения наблюдателя. Разные наблюдатели, проносясь мимо частицы и говоря о ее энергии или импульсе, не сойдутся во мнениях: у каждого будут свои числа, и эти числа будут связаны попарно по формулам (9). Но все споры прекратятся, стоит задать наблюдателям один вопрос: а чему у вас равна разность квадратов энергии и импульса частицы? Здесь у всех получится одно и то же: m^2 . Красиво, не правда ли?

Владея преобразованиями Лоренца, можно решать множество интересных задач. Часть их будет решена в следующих параграфах. А пока решите сами две легкие задачи.

1. Очевидно, что, доведя свою скорость с нуля до скорости частицы, мы увидим, что частица замерла, ее импульс стал равен нулю, а энергия — массе покоя. Попробуйте это получить из преобразования Лоренца. Ваше движение со скоростью частицы примите за движение новой системы отсчета. Тогда ваше прежнее неподвижное состояние будет выглядеть движением *н а з а д* со скоростью, равной скорости частицы. А скорость частицы равна отношению ее импульса к энергии (эта формула тоже приводилась выше). Итак, подставьте в преобразования Лоренца вместо v дробь $-P/E$, подчитайте γ и вычислите новые энергию и импульс. При

расчете не забывайте, чему равна инвариантная комбинация $E^2 - P^2$.

2. Преобразования Лоренца связывают энергию и импульс частицы в новой системе отсчета (E' , P') и в старой (E , P). Считается, что скорость старой системы относительно новой равна v . Формулы выражают E' , P' через E , P . Величины E , P считаются известными, а E' , P' — неизвестными. А теперь представьте себе, что E' , P' известны, а E , P неизвестны. Для двух неизвестных у нас получатся два уравнения. Попробуйте решить их и выразить E , P через E' , P' . Убедитесь, что снова получатся формулы преобразований Лоренца, но в них всюду вместо v будет стоять — v . Почему так получилось и можно ли было результат предугадать заранее?

Глава 5

СОХРАНЕНИЕ ЭНЕРГИИ И ИМПУЛЬСА

Уже говорилось, что на микросцене, где актерами служат элементарные частицы, чаще всего разыгрываются спектакли с двумя сюжетами. Первый повествует о распаде старого, отжившего, тяжеловесного и о рождении нового, молодого и подвижного; второй — о столкновении героев, напористых, рвущихся вперед, с другими, застывшими и неподвижными, и о том, какие коллизии при этом возникают. Иными словами, это самопроизвольный распад тяжелых частиц на легкие и рассеяние быстро летящих частиц на неподвижных. Часто рассеяние сопровождается появлением новых частиц *).

Запрет как ведущий принцип

Уже говорилось о том, что законы, регулирующие эти процессы, очень запутаны и растолковать их нелегко. Во всяком случае, нельзя представлять себе частицы в виде мешков с горохом или в виде матрешек, которые от удара (при рассеянии) или от старости (при распаде) разваливаются и из них высыпается содержимое

*) В последние годы усиленно разрабатывается третий сюжет: столкновение двух энергичных героев и его последствия. Речь идет о встречах пучков элементарных частиц.

(горох или матрешки поменьше). Лучше представлять себе дело так, что в обществе элементарных частиц царит полицейский режим и все отношения между гражданами, все изменения в обществе регулируются рядом запретов. Граждане же очень сознательны и все запреты строго выполняют. Прежде чем совершить какое-либо превращение, они выясняют: нет ли закона, запрещающего его. Если есть, разговор закончен: превращению не бывать; если же нет, то превращение может произойти.

Скажем, распад тяжелого нейтрального K^0 -мезона с массой 0,498 ГэВ на положительно заряженный π^+ -мезон (с массой 0,140 ГэВ) и на нейтральный π^0 -мезон (с массой 0,135 ГэВ) произойти не может, потому что суммарный электрический заряд π^+ и π^0 положителен, начальный же мезон был нейтрален, а существует такой закон: строго запрещается менять суммарный заряд при распаде. Поэтому распад $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ невозможен. А вот распад $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ этим законом не запрещается, потому что один из π -мезонов заряжен положительно, другой отрицательно, в целом же пара $\pi^+ \pi^-$ нейтральна. Не запрещается этим законом и распад на K^+ -мезон и K^- -мезон (их массы чуть меньше, чем масса K^0 -мезона), т. е. распад $K^0 \rightarrow K^+ + K^-$; не запрещены и распады $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$; $K^0 \rightarrow K^+ + K^0 + \pi^-$ и многие другие. Какие из них произойдут, зависит от того, не нарушаются ли этими распадами другие запреты. Оказывается, например, что распады $K^0 \rightarrow K^+ + K^-$ и $K^0 \rightarrow K^+ + K^0 + \pi^-$ запрещены следующим законом: суммарная масса покоя появившихся при распаде частиц не должна превосходить массу покоя первоначальной частицы — это сразу следует из закона сохранения энергии.

Что до распадов $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ и $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, то они не нарушают никаких действующих в этом мире законов. И действительно, иногда встречается первый распад, иногда второй. Какой именно произойдет в каждом отдельном случае, заранее точно предсказать нельзя.

Нет бога, кроме запрета

Вдумайтесь, читатель, еще раз в суть того, что было сказано. Утверждается, что основной принцип, регулирующий нравы микромира, таков: все, что

н е з а п р е щ е н о , р а з р е ш е н о . Это не трюизм, не пустая игра слов. Ведь могло быть и так, что процесс А не запрещен никакими общими законами, а все равно не наблюдается просто потому, что это процесс А.

В микромире если уж закон, то для всех. Нетрудно понять, что это и есть признак настоящей науки — отсутствие исключений, фактов, стоящих особняком, скидок на обстоятельства, на неконтролируемые симпатии и антипатии и т. д. И физики, желая представить, какие процессы идут в том или ином случае, обязаны просмотреть, перебрать все возможности, не закрытые известными запретами. Другое дело, большая часть их маловероятна. Маловероятна, но не запрещена, и когда-нибудь, набравшись терпения, можно будет увидеть, что она реализуется. Грамотность физика состоит, в частности, в том, чтобы из всех возможных процессов он в первую очередь обращался к самым вероятным.

Из всего множества запретов, принятых в микромире, нас особенно будет интересовать один. Вы догадываетесь какой: это закон сохранения энергии и импульса. Он формулируется так: во всех процессах столкновения (и распада) начальная энергия столкнувшихся частиц (распавшейся частицы) равна суммарной конечной энергии возникших частиц. То же относится и к импульсу. В таком виде этот закон вроде бы ничего не запрещает, а просто констатирует факт. Но пусть вас это не вводит в заблуждение. Разве не бывает законов с виду безобидных, которые автоматически обращаются в запреты из-за невозможности их преступить! Так и здесь. Как опытный факт, это закон как закон. Но если вы на его основе собираетесь делать какие-то теоретические предсказания, он сразу показывает зубы.

Невозможно, чтобы после процесса столкновения (или распада) суммарная конечная энергия оставшихся частиц не оказалась равной начальной энергии столкнувшихся частиц (или распавшейся частицы). То же и с импульсом.

В таком виде этот закон сразу превращается в орудие исследования, запрещая одни процессы, распахивая дверь другим, предсказывая появление невидимых час-

тиц в третьих. Впрочем, не будем противопоставлять одну формулировку другой. Порой вполне достаточно, так сказать, положительной формулировки.

Нам предстоит работать с законом сохранения энергии и импульса. Давайте запишем его в виде формулы отдельно для распада частицы, отдельно для столкновения двух частиц. Можно было бы, правда, обойтись и без формул: так просты эти законы, но все же математика как-то организует ход мыслей, а этим не следует пренебрегать.

Распад

Представьте, что какая-то частица O , имеющая энергию E_0 и импульс P_0 , распалась на несколько частиц, например на три. Мы их так и пронумеруем: 1, 2, 3; энергии их обозначим E_1, E_2, E_3 , а импульсы P_1, P_2, P_3 , тогда сохранение энергии можно выразить равенством

$$E_1 + E_2 + E_3 = E_0, \quad (1)$$

а сохранение импульса — другим равенством

$$P_1 + P_2 + P_3 = P_0. \quad (2)$$

«Но, погодите, — скажете вы, — здесь что-то не так. У импульса пропала его существенная черта — направление. Импульс пропорционален скорости частицы, а сказать о ее скорости, не упомянув о направлении, — значит, ничего не сказать. Ясно, что $P_0 = P_1 + P_2 + P_3$

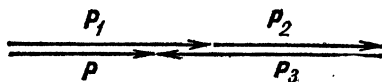


Рис. 8. Сложение векторов,
Вектор P есть сумма трех векторов P_1, P_2, P_3 .

только тогда, когда у частиц 1, 2 и 3 то же направление, что и у частицы O . Ну а если это не так? Если, к примеру, частица 3 двигалась навстречу двум первым? Тогда $P_1 + P_2 - P_3 = P_0$ или $P_3 - P_1 - P_2 = P_0$. А если первая частица направится вправо, вторая вверх, а третья влево, как тогда быть? Опять писать новую формулу?» Мы просто забыли о том, что импульс — это вектор, т. е. величина, характеризующаяся направлением, что

его можно и нужно рисовать в виде стрелочки. Чтобы не писать каждый раз новую формулу, запомним правило сложения векторов: прикладываем начало одного вектора к концу другого (при этом переносить вектор на новое место надо бережно, не меняя его направления) и вычерчиваем новую стрелку с хвостом в хвосте первого и с головкой в голове второго. Тогда не надо будет заменять в формуле плюс минусом всякий раз, когда векторы повернутся в разные стороны. Вычитание получится само собой (рис. 8).

Арифметика векторов

Значит, если в равенстве $P_1 + P_2 + P_3 = P_0$ сумму $P_1 + P_2 + P_3$ представлять себе вычисленной по правилу сложения векторов, то не нужно писать для каждого набора P_1, P_2, P_3 свою формулу. Чтобы не было путаницы (ведь, скажем, в равенстве $E_1 + E_2 + E_3 = E_0$ сложение идет по проверенному правилу $2+2=4$), проще всего писать буквы, обозначающие векторы, жирно

$$\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3 = \mathbf{P}_0. \quad (3)$$

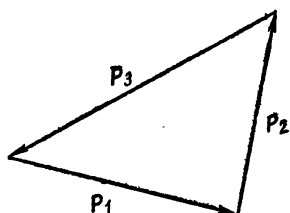


Рис. 9. Сложение векторов (сумма трех импульсов равна нулю).

Как только мы увидим жирные буквы, вспомним, что это векторы и что их складывают по-особому: осторожно, не поворачивая, переносят один к другому. Вы, конечно, понимаете, что здесь сумма может выйти (по расстоянию от первого хвоста до

последней головки) даже меньше, чем отдельные слагаемые. На рис. 9 показано, как сумма трех векторов оказалась равной нулю: голова последнего попала точно в хвост первого.

Столкновение

Теперь ничего не стоит написать законы сохранения для второго важного типа процессов — столкновений. Представим, что, разогнавшись в ускорителе, частица 1 налетела в мишени на неподвижный протон — частицу 2 и от удара они исчезли. Вместо них появились частицы 3, 4, 5, ..., которые разлетелись

кто куда. Суммарная энергия частиц 1 и 2 до встречи была равна $E_1 + E_2$ (второе слагаемое здесь, кстати, равно массе покоя частицы 2), суммарный импульс равен импульсу P_1 налетевшей частицы (ведь импульс частицы 2 был просто равен нулю). Законы сохранения энергии и импульса теперь можно записать так:

$$E_3 + E_4 + E_5 + \dots = E_1 + E_2; \quad (4)$$

$$P_3 + P_4 + P_5 + \dots = P_1. \quad (5)$$

Но, кроме энергии и импульса, в процессах распада и столкновения непременно сохраняются и другие величины — те самые инвариантные разности квадратов энергии и импульса ($E^2 - P^2$), которые характеризуют каждую частицу. Мы уже убедились, что, как бы ни двигались частица или наблюдатель, $E^2 - P^2$ всегда равно m^2 — квадрату массы покоя этой частицы. Значит, энергия и импульс в наших равенствах зависят друг от друга:

$$\begin{aligned} E_1^2 - P_1^2 &= m_1^2, & E_2^2 - 0^2 &= m_2^2, \\ E_3^2 - P_3^2 &= m_3^2, & E_4^2 - P_4^2 &= m_4^2, \dots \end{aligned} \quad (6)$$

Если мы знаем энергию частицы, то из формул (6) можно определить ее импульс по величине (по длине стрелки); его направление при этом ничем не ограничено. Это обстоятельство нам еще пригодится.

Вот теперь у нас есть инструмент, с помощью которого можно выяснить очень многое, по существу все, с чем мы еще встретимся в этой книге. Надо решить эти уравнения в каждом отдельном случае — и все. Но такой выход был бы чересчур прост. Физика не была бы физикой, если бы только решала уравнения, не пытаясь выяснить, что стоит за ними. Одно из достоинств теоретической физики заключается в том, что она предоставляет нам возможность решать уравнения, не решая их, т. е. видеть решение задачи сразу, без сложных выкладок. Один из создателей квантовой механики Поль Амадей Мари Дирак прямо говорит: «Я считаю, что понял смысл уравнения, если в состоянии представить себе характеристики его решения, не решая его непосредственно». И мы убедимся, что хотя система (4) — (6) будет у нас в голове, решить ее придется только раз и то в самом простом из всех случаев. А все остальное

время будем стараться писать ответ сразу, преобразуя уравнения так, чтобы каждое преобразование имело физический смысл.

Снова распад

Начнем с того, что законы сохранения можно записать проще. Они написаны в нашей, неподвижной, системе отсчета. Мы стоим и наблюдаем, как частица распадается, регистрируем ее импульс, затем импульсы возникших частиц, вычисляем энергии, все складываем и получаем равенство. Но резонно спросить: причем здесь мы? Как бы выглядел этот распад с точки зрения самой частицы? Или, если угодно, с позиций наблюдателя, летящего рядом с частицей?

Ответить на этот вопрос нетрудно. Частица для него покоилась бы, энергия была бы равна массе покоя, а импульс был бы равен нулю. Измерив энергии и импульсы возникших при распаде частиц, можно записать:

$$E'_1 + E'_2 + \dots = m_0; \quad (7)$$

$$\mathbf{P}'_1 + \mathbf{P}'_2 + \dots = 0. \quad (8)$$

Как видим, справа от знака равенства стало проще.

Какие же формулы верны? Последние равенства (7) и (8) или прежние (1) и (3)? Ответ таков: правильны обе системы уравнений. Одна система попроще, другая сложнее, а верны обе. Одна записана в системе отсчета, которая движется вместе с частицей, другая — в покоящейся. Можно записать их и в любой другой системе отсчета: скажем, в системе, движущейся вместе с одной из возникших частиц, или еще в какой-нибудь. Они отличаются только удобством записи, но ведь удобство — понятие субъективное, одному удобнее работать сидя за столом, а другому, может быть, мчась наперегонки с мезоном. А объективно все системы отсчета в одной цене, тем более, что есть формулы (преобразования Лоренца), позволяющие пересчитать E и \mathbf{P} из одной системы в любую другую, лишь бы было сказано, как эти системы движутся друг относительно друга.

Чаще же физики выбирают две системы отсчета:

1) лабораторную, когда все энергии, импульсы, направления частиц берутся такими, какими они зарегистрированы в камере, на фотопленке, т. е. в приборе, покоящемся в лаборатории;

2) систему, движущуюся вместе с распадающейся частицей; она удобна тем, что в ней закономерности распада легко себе представить, благо сама частица при этом покоится; эту систему отсчета называют условно «системой покоя».

Начинаем рассуждать

Мы записали законы сохранения. Давайте для начала посмотрим, как вывести из них упомянутый запрет на массы.

Нельзя, чтобы суммарная масса покоя частиц 1, 2, ... превзошла массу покоя частицы О:

$$m_1 + m_2 + \dots \leq m_0. \quad (9)$$

Допустим, что это не так, и представим, что мы наблюдаем распад в системе покоя. Мы заметили, что частица О распалась на частицы с такими массами, что

$$m_1 + m_2 + \dots > m_0.$$

Может ли это быть? Нет, ведь энергия частицы всегда больше массы покоя (гипотенуза больше катета, рис. 1) или в худшем случае равна ей. Значит, тем более

$$E_1 + E_2 + \dots > m_0.$$

Нарушился закон сохранения энергии. Итак, для успешного распада необходимо, чтобы

$$m_1 + m_2 + \dots \leq m_0.$$

Но достаточно ли этого условия? Может быть, даже при соблюдении этого условия (и при отсутствии каких-либо других запретов) распад не всегда возможен? Оказывается, нет: этого условия вполне достаточно, но доказательство мы отложим до последних глав.

Здесь может раздаться голос недовольного читателя: «Зачем же мы тогда переходили в систему покоя при доказательстве? Остались бы в нашей родной лабораторной системе отсчета — и там бы фокус не удался. Повторив наши рассуждения в лабораторной системе, мы бы доказали, что запрещено неравенство $m_1 + m_2 + \dots > E_0$, а неравенство $m_1 + m_2 + \dots > m_0$ запретить бы не могли. Необходимое условие распада приняло бы вид

$$m_1 + m_2 + \dots \leq E_0, \quad (10)$$

и тогда бы ничто не помешало частицам 1, 2 и т. д. набрать такие энергии, чтобы закон $E_1 + E_2 + \dots = E_0$ был в точности соблюден».

Мы выбрали систему покоя частицы О потому, что выводимое в ней условие (9) сильнее, чем полученное в лабораторной системе. Зачем же отказываться от более точного ограничения? В лабораторной системе отсчета, чтобы получить условие (9), нужны добавочные расчеты, надо учитывать требование сохранения импульса в распаде, а в системе покоя мы обошлись без этого. Иными словами, условие (9) необходимо и достаточно (хотя последнего мы не доказывали), а условие (10) — только необходимо, но не достаточно (последнее ясно из того, что оно не совпадает с условием (9)).

Если вы запутались во всех этих «необходимо» и «достаточно», то вот вам резон, действующий не на рас­судок, а на воображение. Представьте, что в лабораторной системе действует только условие (10) и в согласии с ним родилось несколько частиц с суммарной массой, большей m_0 (хоть и меньшей E_0). Что же, в системе покоя часть их исчезнет, чтобы соблюсти условие (9)?

«Выше лба уши не растут»

Будем считать, что вы убеждены, и перейдем к следствиям из запрета

$$m_1 + m_2 + \dots \leq m_0.$$

Итак, легкой частице запрещено распадаться на тяжелые, как бы она ни двигалась. Скажем, K^0 -мезон (масса 0,498 ГэВ) может распасться на π^+ и π^- , потому что суммарная масса двух π -мезонов 0,280 ГэВ (у каждого по 0,140); он может распасться и на три π -мезона ($\pi^+ \pi^- \pi^0$), потому что их общая масса покоя 0,415 ГэВ (масса π^0 равна 0,135 ГэВ). А вот распада на $\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ никто не видел и не увидит: суммарная масса четырех π -мезонов 0,55 ГэВ, а начальный K^0 -мезон имел всего 0,498 ГэВ энергии покоя. До какой энергии мы бы его ни разогнали, на четыре π -мезона ему ни за что не распасться. Важна не энергия движения, а масса покоя.

Это понятно и без всяких формул. Ведь как происходит распад в покое? Частица (K -мезон) исчезает, энергия, таившаяся в ее массе, высвобождается для

других целей и может быть пущена в ход. Чтобы появился на свет каждый новый π -мезон, нужно из высвобожденной энергии потратить по крайней мере 0,140 ГэВ на его сооружение, на энергию существования этого мезона. Когда рождаются три частицы, то на их создание уходит 0,415 ГэВ из общего энергетического запаса 0,498 ГэВ; оставшиеся 0,083 ГэВ пойдут на приведение их в движение; как они распределяют их между собой — это их дело; они разбегаются в разных случаях по-разному, заботясь лишь о том, чтобы их импульсы, сложившись в треугольник, дали в сумме нуль (см. рис. 9), и тогда условия (7) и (8) оказываются соблюденными. А четвертый мезон родиться не может, потому что оставшихся 0,083 ГэВ не хватает на то, чтобы создать его.

А жалко, не правда ли?! Казалось бы, разгони в ускорителе мезон до энергии, равной 7—10 ГэВ, и посыплются из него протоны, антипротоны, а то и целые готовые ядра. Однако на страже стоит закон сохранения энергии и импульса и не дает человечеству развернуться. Ведь одним росчерком пера физик переходит из системы отсчета, где протон потяжелел, в систему, где он поконится, и выясняет, что никаких новых свойств протону ускорение не придало.

Выход из положения

А все дело в том, что в конце процесса ускорения в ускоритель вдвигается мишень — тонкий листок фольги или брусок полиэтилена — или пускается поперек пучка протонов струя водорода, и протоны со всего разбега сталкиваются с протонами или с ядрами мишени. И вместо законов сохранения для распада надо писать формулы (4) и (5) — законы сохранения энергии и импульса в столкновении двух частиц (протоны сталкиваются не группами, а попарно). Спрашивается, верно ли, что и теперь не удастся получить частицы тяжелее, чем протон? Посмотрим.

Пусть родилось несколько частиц. Запишем, что

$$E_1 + E_2 + \dots = E + m; \quad (11)$$

$$\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \dots = \mathbf{P}. \quad (12)$$

Здесь E — энергия протона, набравшего скорость в ускорителе; \mathbf{P} — его импульс, m — масса протона-домоседа, того, который, ни о чем не подозревая, покоился в мишени, пока на него не налетел протон 1.

Представим себе — это очень ходовой прием, — что протоны, столкнувшись, вначале образовали некоторую новую частицу O с энергией $E_0 = m + E$ и с импульсом $P_0 = P$, так что ни из энергии, ни из импульса ничего не пропало, а затем эта частица распалась на частицы 1, 2, ... Нужды нет, что на самом деле ничего этого может не быть. Ведь законы сохранения, которыми мы пользуемся, общие, от конкретного механизма превращений не зависящие. Значит, какой механизм мы себе ни представим, неправильного результата не получим (конечно, если интересоваться только ограничениями, вытекающими из одних законов сохранения).

Задача сводится к предыдущей

Мы свели задачу о столкновении к задаче о распаде частицы O .

Двигаясь рядом с готовой распасться частицей, мы раньше сильно облегчили себе расчеты. Прделаем это и здесь. Давайте, измерим энергии и импульсы частиц 1, 2, ... в системе, движущейся вместе с частицей O , и напишем закон сохранения. Условие (12) теперь примет вид

$$P'_1 + P'_2 + \dots = 0, \quad (13)$$

а условие (11) — вид

$$E'_1 + E'_2 + \dots =$$

Мы написали знак равенства и остановились. Что же написать справа? Какой окажется энергия обоих протонов вместе в системе отсчета, в которой покоится фиктивная частица O ? При распаде реальной частицы O мы писали справа ее массу покоя. Чему же равна масса покоя частицы с энергией $m + E$ и импульсом P ? Мы знаем, что квадрат массы покоя — это инвариант, он равен разности квадратов энергии и импульса. В нашем случае

$$m_0^2 = (m + E)^2 - P^2.$$

Раскроем скобки:

$$m_0^2 = m^2 + 2mE + E^2 - P^2.$$

Но $E^2 - P^2$ — это опять инвариант, квадрат массы налетевшего протона, т. е. m^2 . Следовательно,

$$m_0^2 = 2m^2 + 2mE. \quad (14)$$

Значит, закон сохранения энергии можно записать в виде

$$E'_1 + E'_2 + \dots = \sqrt{2m^2 + 2mE}. \quad (15)$$

И все же...

Между равенством (15) и законом сохранения энергии при распаде (7) существует большая физическая разница. Прежде распадалась реальная частица O с неизменной, присущей только частицам ее сорта массой m_0 . Теперь распадается условная частица O , и условность эта выражается, в частности, в том, что масса частицы m_0 уже не постоянна: она тем больше, чем больше энергия ускоренного протона E (впрочем, инвариантность m_0 относительно изменения движения системы отсчета сохранилась). Не исключено, что E станет такой большой величиной, что даже тяжелым частицам удастся при столкновении появиться на свет. Давайте посмотрим. На Дубненском большом ускорителе протоны к концу цикла ускорения получают импульс 10 ГэВ. Значит, их полная энергия E в момент удара о мишень равна 10,044 ГэВ (см. стр. 29). Тогда суммарная энергия всех рождаемых частиц

$$\begin{aligned} m_0 &\approx \sqrt{2 \cdot 0,94^2 + 2 \cdot 10,04 \cdot 0,94} = \\ &= \sqrt{2 \cdot 0,94 \cdot 10,98} \approx \sqrt{20,64} \approx 4,54 \text{ ГэВ}. \end{aligned}$$

Вот какой запас энергии имеется в распоряжении двух протонов, повстречавшихся, чтобы начать процесс созидания! Точных установок, на что можно потратить эти 4,5 ГэВ, в природе не существует.

Иногда, например, два протона рожают еще пару себе подобных — один протон и один антипротон. Всего оказывается четыре частицы одной массы, по 0,940 ГэВ (не забудьте, что два первоначальных протона как бы ссудили всю свою энергию, включая и энергию покоя, частице O и теперь требуют из общего котла на свое воскрешение тоже по 0,94 ГэВ). На их создание пойдет $0,94 \times 4 = 3,76$ ГэВ энергии. Остается еще 0,78 ГэВ, и вся четверка — три протона и один антипротон — как-то разделит этот избыток и немедленно разлетится, унося его в форме энергии движения.

В других случаях сверх прежних двух протонов возникает еще несколько мезонов. Давайте посчитаем,

какое наибольшее количество мезонов может появиться при этом. На возрождение самих себя протоны потратят $0,94 \times 2 = 1,88$ ГэВ энергии. Все остальное ($4,54 - 1,88 = 2,66$ ГэВ) они могут отдать потомству. На рождение одного заряженного мезона надо не меньше 0,14 ГэВ, значит, всего может появиться на свет целых 19 мезонов. Правда, на их рождение уйдет целиком вся наличная энергия, и все семейство (2 протона + 19 мезонов) останется недвижно, у него не будет энергии, чтобы расползтись. Впрочем, мы забыли, что все рассмотрение идет в системе отсчета, которая движется вместе с условной частицей О. Ее скорость относительно ускорителя огромна:

$$v = \frac{10}{10,98} = 0,91.$$

С этой же скоростью как единое целое вырвется из мишени наша семейка.

Выходит, чем больше энергия, которую протоны получают в ускорителе, тем шире их возможности рожать новые частицы — и более тяжелые и в большем количестве. (Возможности, а не обязанности. Они могут и не родить ничего нового, а просто разлететься.) А вот если одна из родившихся частиц потом самопроизвольно распадается, то тут уж ей не поможет большой запас энергии. С какой бы энергией она ни мчалась, всегда найдется система отсчета, в которой она покоится, и поэтому общая масса возникших после ее гибели частиц ни в коем случае не выше ее собственной массы.

Глава 6

КИНЕМАТИКА В МИРЕ УСКОРИТЕЛЕЙ

Ускорители, без сомнения, самые крупные из когда-либо существовавших физических приборов. О них любят писать журналисты и поэты. Журналисты рапортуют об их графических ритмах. Поэты пишут о девушках, стоящих у циклотрона. Кинодеятели заставляют этих девушек танцевать на электромагните.

Мне тоже трудно оторваться от этой темы. Давайте еще немного посчитаем, на что способен ускоритель. Вы немного представляете его устройство. Это кольцевой канал (см. рис. 1), расположенный между полюсами

большого кругового магнита. Внутрь впрыскиваются электрически заряженные частицы. Под действием магнитного поля они начинают двигаться по кольцу, а под действием электрического поля набирают скорость и накапливают массу. Затем на их пути выдвигается мишень, а дальше вы уже знаете. На первых порах этого нам хватит.

На что способен ускоритель?

Мы видели, что если энергия ускоряемого протона возрастает от m до E (скажем, в ускорителе на 10 ГэВ — до 10 ГэВ), то после удара о мишень общая масса покоя всех оставшихся и возникших заново частиц не может превзойти величину $m_0 = \sqrt{2m(m+E)}$. Это дает возможность рожать более тяжелые, чем протон, частицы (гипероны) или создавать античастицы (антипротоны). Сами по себе, без участия человека, эти частицы могут появляться в космических лучах, но так как их появление там всегда неожиданно и живут они доли секунды, то их трудно заметить. Ускоритель же представляет собой хорошо регулируемый источник таких частиц; рядом с ним ставят обычно приборы, которые их вылавливают.

Чем больше E , тем большего надо ожидать от ускорителя. Под Серпуховом, там, где континентальный щит ближе всего подходит к поверхности Земли, уже давно работает ускоритель, который сообщает протонам импульс 70 ГэВ *). Рассмотрим, на что способен этот ускоритель. К концу цикла ускорения каждый протон будет оказываться в 74 раза массивнее, чем было вначале ($70 : 0,94 = 74$). Величина m_0 будет равна 11,6 ГэВ. Этой энергии хватит на рождение примерно семи протонов и пяти антипротонов:

$$0,94 \times (7+5) = 11,28.$$

Подобно тому как из протонов и нейтронов состоит все вещество Земли, Солнца, Галактики, точно так же не исключено, что где-то есть другие галактики, состоящие из антивещества — из атомов антиводорода, антидейтерия, антигелия, антижелеза, антиурана и т. п. Все эти атомы антиэлементов состоят из антипротонов и антинейтронов, образующих антиядра, вокруг которых движутся позитроны (так называются антиэлектроны).

*) Сейчас построены два еще более мощных ускорителя — на 300 ГэВ в Швейцарии и на 400 ГэВ в США.

Вряд ли нам когда-либо достичь этих краев Вселенной. Но что, собственно, мешает нам создать антивещество на нашей Земле? Если на ускорителе может возникнуть сразу несколько антинуклонов (протоны и нейтроны имеют общее название нуклоны, т. е. частицы ядра; отсюда ясно, что такое антинуклоны), то они могут объединиться в антиядра. Из антипротона и антинейтрона могут получиться ядра антидейтерия, из двух антипротонов и двух антинейтронов — ядра антигелия и т. д. Ничто не запрещает им этого. А мы знаем, что в физике все, что не запрещено, — разрешено. И действительно, на Серпуховском ускорителе появляется антивещество: в 1970 г. были замечены ядра антигелия-3, в 1974 г. — ядра антитрития (еще раньше, в 1965 г. на одном из ускорителей в Америке обнаружили антидейтроны). Долго им не

1	2	3	4	5
6	7	8	9	10
11	12	13	14	15
16	17	18	19	20
21	22	23	24	25
26	27	28	29	30
31	32	33	34	35
36	37	38	39	40
41	42	43	44	45
46	47	48	49	50
51	52	53	54	55
56	57	58	59	60
61	62	63	64	65
66	67	68	69	70
71	72	73	74	75
76	77	78	79	80
81	82	83	84	85
86	87	88	89	90
91	92	93	94	95
96	97	98	99	100

Рис. 10. Элементы и антиэлементы.

протянуть: они сталкиваются с атомами вещества, происходят миниатюрные атомные взрывы, заметные только в специальные приборы, — и все превращается в мезоны, в излучение. Но физики успевают все это разглядеть и изучить. Так таблица Менделеева начала достраиваться с другого конца — не со стороны зауранных элементов, а со стороны предводородных. (Если

двигаться от конца таблицы к началу, то число барионов в ядрах элементов становится все меньше и меньше. У ядер лития их 6, у гелия 4, у водорода 1. Казалось бы,— все, мы дошли до предела. Но, подобно тому как на градуснике откладывают температуры ниже нуля, можно условиться откладывать «по ту сторону таблицы Менделеева» ядра с -1 , -4 , -6 и т. д. барионами. Это будут ядра с 1, 4, 6 и т. д. антибарионами — ядра антиводорода, антигелия, антилития...) Так началось заполнение «антитаблицы» Менделеева (рис. 10).

Впрочем, не надо думать, что Серпуховский ускоритель именно для этого и построен. Пример этот приведен лишь для того, чтобы дать представление о широте возможностей ускорителей.

На что способны два ускорителя

Другой большой ускоритель работает в Швейцарии, близ Женевы, у самой французской границы. Когда его строили, он был самым большим в мире — на 25 ГэВ. Теперь он уже не самый большой. Физики Европейского центра ядерных исследований (сокращенно ЦЕРН; это ему принадлежит ускоритель) не могли с этим примириться. Так родился проект ускорителя на встречных пучках. Предложили рядом с действующим ускорителем, но по другую сторону границы соорудить еще больший кольцевой канал — так называемое накопительное кольцо (рис. 11). Ускоренные протоны с двух сторон впрыскиваются в кольцо. В кольце получаются два протонных хоровода, вращающихся навстречу друг другу, не касаясь. По мере работы ускорителя все новые порции ускоренных протонов впрыскиваются в накопитель. Когда этих «эмигрантов» набирается достаточно много, хороводы наводят друг на друга и в восьми точках их пересечения (кольца не совсем круглые) начинаются интенсивные столкновения пар протонов. Восемь точек пересечения лучше одной потому, что это дает возможность установить в восемь раз больше регистрирующих приборов.

Давайте прикинем, к каким последствиям могут привести эти «столкновения на франко-швейцарской границе». Опять, как и прежде, представим себе, что в момент столкновения двух протонов с энергиями по 25 ГэВ каждый вначале образуется фиктивная части-

ца O , которая немедленно распадается. О количестве рождаемых в распаде частиц можно, как мы знаем, судить по массе покоя m_0 начальной частицы (их суммарная масса не должна ее превосходить). Значит, нам нужно найти только m_0 . Напишем же законы сохранения в нашей, т. е. лабораторной, системе отсчета.

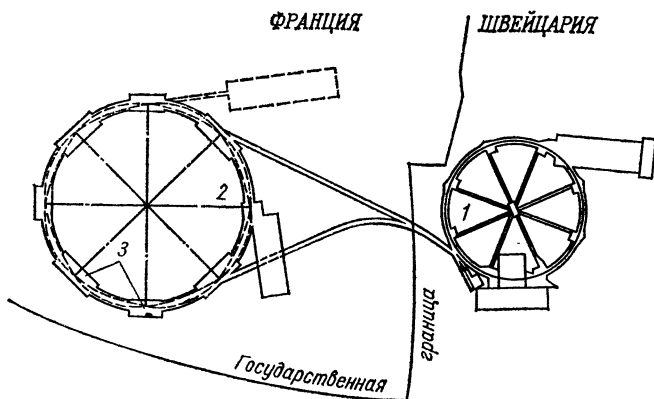


Рис. 11. Схема переустройства ускорителя в ЦЕРНе.
1 — старый ускоритель, 2 — место для хороводов (накопительное кольцо),
3 — точки (всего их восемь), где происходят столкновения.

Импульсы протонов из встречных хороводов в момент удара равны по величине, но противоположны по направлению. Тогда их сумма, т. е. импульс фиктивной частицы O , будет равна нулю. Значит, частица O покоится. Таким образом, ее энергия — это и есть ее масса покоя. Чему же она равна? Сумме энергий двух столкнувшихся протонов. Если равны их импульсы, то равны и энергии. Итак, масса фиктивной частицы просто вдвое больше номинальной энергии ускорителя:

$$m_0 = 50 \text{ ГэВ.}$$

Это очень большая энергия, ее хватило бы даже на создание антикислорода. В одном ускорителе на 70 ГэВ создается запас энергии 11,6 ГэВ, а в двух встречных пучках по 25 ГэВ — запас 50 ГэВ. Какому же обычному ускорителю соответствует такой «ускоритель с приставкой»? Если энергия обычного равна x , то идущий в ход запас создаваемой им энергии, как мы знаем, равен $m_0 = \sqrt{2m^2 + 2mx}$. Мы хотим знать, при каком x это

m_0 будет равно $2E$ — удвоенной энергии сдвоенного ускорителя.

Приравняв $2E$ и m_0 , найдем, что

$$2m^2 + 2mx = 4E^2,$$

$$2mx = 4E^2 - 2m^2,$$

$$x = 2 \frac{E^2}{m} - m,$$

или, отбросив малую величину m , получим

$$x = 2 \frac{E^2}{m}.$$

Если $E=25$ ГэВ, то $x=2 \cdot 625/0,94=1330$ ГэВ. Ускоритель на 25 ГэВ с приставкой равнозначен по своим возможностям обычному ускорителю на 1330 ГэВ. Все эти чудеса достигаются за счет того, что 1330 ГэВ — это энергия, которая проносится мимо нас, а создание двух встречных пучков дает нам возможность сразу получать 50 ГэВ энергии, которую можно полностью потратить на создание новых частиц.

Сейчас проект ЦЕРНа уже осуществлен, встречные пучки протонов — по 30 ГэВ в каждом — рассказали много интересного о столкновениях в области 1500 ГэВ.

У нас в Сибири

Посмотрим еще раз на формулу $x = \frac{2E^2}{m}$.

Ясно, что чем меньше масса сталкивающихся частиц, тем больше выигрыш в энергии. Поэтому в разных странах построены ускорители на встречных пучках электрон+электрон и электрон+позитрон. Расскажу о таком ускорителе в Новосибирске (рис. 12). Он совсем невелик, занимает лишь часть большой комнаты (правда, с высоким потолком), но в нем ускоряются электроны до энергии 0,13 ГэВ. Вводятся электроны в две круглые (метр в поперечнике) магнитные дорожки, где и накапливаются до поры до времени, а потом два встречных пучка электронов направляются друг на друга. Их столкновение равноценно рождению и распаду частицы с массой 0,26 ГэВ. Для электрона это огромная цифра, ведь он в 1840 раз легче протона! Если бы мы захотели создать частицы с массой 0,26 ГэВ, разгоняя электроны в ускорителе обычного типа и сталкивая их с покоящи-

мися электронами, то пришлось бы строить электронный ускоритель на

$$x = 2 \cdot \frac{0,13^2}{0,00051} \approx 68 \text{ ГэВ}.$$

Это было бы огромным сооружением.

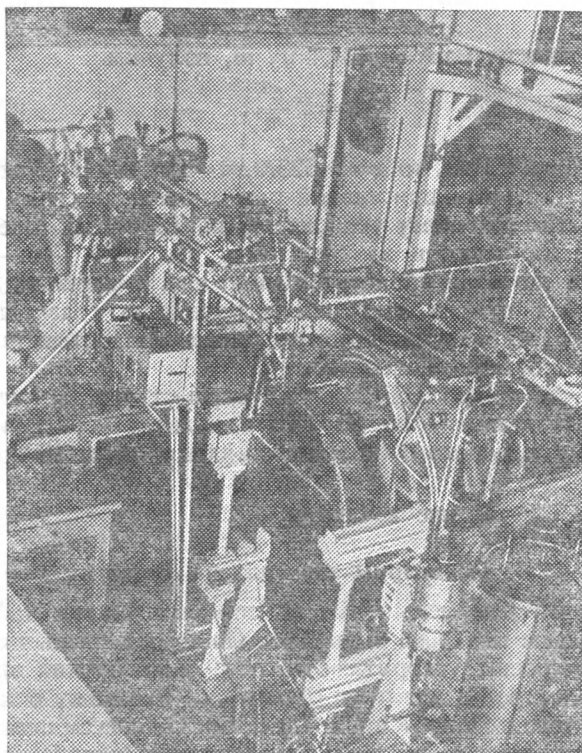


Рис. 12. Вид Новосибирского ускорителя на встречных пучках.

На другом сооруженном в Новосибирске ускорителе сталкиваются в накопителе (рис. 13) электроны с энергией 0,7 ГэВ со встречными позитронами такой же энергии. Эквивалентный ускоритель обычного типа должен был бы сообщить электронам 2000 ГэВ энергии *).

*) Другие ускорители на встречных пучках электронов и позитронов работают в США, ФРГ, Франции и Италии. В самом большом

Расчеты, которые мы проделали, не отличались глубиной. Мы не приобрели каких-либо знаний о секретах работы ускорителей, не представили себе истинного

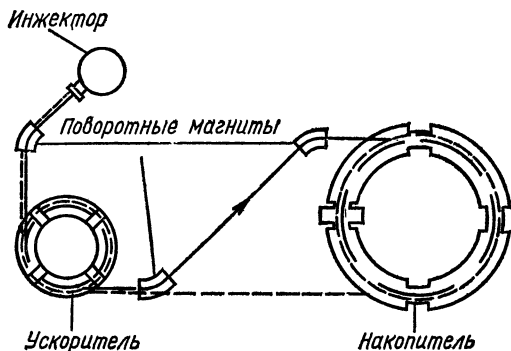


Рис. 13. Схема ускорителя.

Из инжектора вылетают электроны (сплошная линия) и позитроны (пунктирная линия); они сталкиваются в накопителе.

характера проблем, встающих перед создателями этих сооружений. Но наших знаний кинематики оказалось вполне достаточно, чтобы оценить, на что способны разные ускорители, чтобы понять, насколько этот новый тип ускорителей — на встречных пучках частиц — эффективнее прежних.

Глава 7

КАК ОТКРЫВАЮТСЯ ЧАСТИЦЫ

Незаметно-незаметно, а мы уже довольно свободно научились манипулировать законами сохранения и инвариантами. Теперь можно легко продвинуться еще на шаг. В самом начале книги шла речь о том, что кинематика помогает увидеть то, что просмотрели приборы. Сейчас пришла пора взглянуть, как это делается. Представьте, что мы хотим заметить незаряженную частицу. Такая частица не оставляет после себя следов; не будучи заряженной, она не срывает

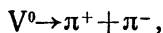
из них в каждом из пучков летят частицы с энергией 16 ГэВ. Эквивалентная энергия ускорителя с неподвижной мишенью равняется 1 000 000 ГэВ.

встречных электронов с их орбит и проскальзывает незамеченной. Конечно, бывает иногда у нее и прямое столкновение с каким-либо ядром; оно сразу бросается в глаза — от этого места расходятся лучи новых частиц, но ядра очень малы, и далеко не каждая нейтральная частица наталкивается на них. А хорошо бы узнавать о пути бегства незаряженной частицы каждый раз, когда она рождается. Как это делается, мы рассмотрим на трех примерах.

Пример первый: нестабильные частицы.

В конце сороковых — начале пятидесятих годов нашего столетия физики, фиксировавшие в камере Вильсона следы частиц, прилетавших из космоса на Землю, все чаще стали замечать интересное явление (рис. 14). Среди множества звезд — следов частиц, возникших при соударении быстрого протона с атомным ядром, иногда на фотографиях была видна пара следов, исходящая из одной точки и как бы парящая в пустоте. Физики называли это явление «вилкой». Если смотреть на вилку, создается впечатление, что где-то на пустом месте из ничего вдруг родилась пара заряженных частиц, разлетевшихся в разные стороны. Вероятно, распадалась невидимая нейтральная частица. Откуда же она взялась? Была замечена такая особенность: очень часто вилки оказывались поблизости от звезд. Напрашивалась мысль: в звезде наряду со многими заряженными частицами рождаются и невидимые нейтральные, но, к счастью, они неустойчивы и спустя некоторое время распадаются на две заряженные: одну с плюс-зарядом, другую — с минус-зарядом; они-то и образуют вилку. Может быть, от распада возникают и новые нейтральные частицы, но мы их не видим.

Как убедиться в правильности догадки? Нужны были добавочные наблюдения. Нужно было, во-первых, узнать, что за частицы образуют зубья вилки. Оказалось, что иногда зубья — это следы π^+ - и π^- -мезонов, в других же случаях один след принадлежит протону, а другой зубец вилки — π^- -мезону. Стало быть, нейтральная частица, существование которой подозревалось, распалась либо по схеме



либо по схеме

$$V^0 \rightarrow p + \pi^-$$

(ее обозначили буквой V, напоминавшей о том, что это

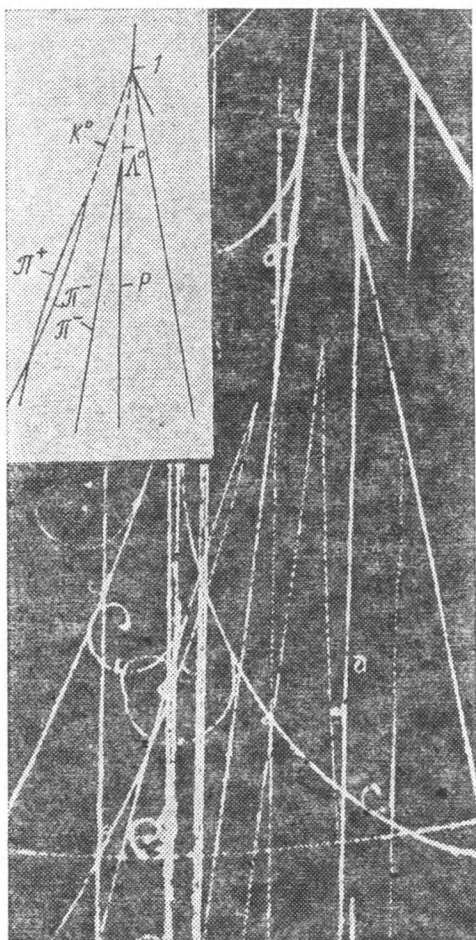


Рис. 14. Рождение пары странных частиц.

Три луча, исходящие из точки I, это так называемая звезда; ниже видны две вилки, нацеленные на звезду (это современный снимок, а не фотография тех времен, о которых говорится в тексте).

вилка). Но если это действительно распад какой-то частицы, то можно привести в действие весь аппарат эйн-

штейновских инвариантов. Вы помните, что это значит? Как бы ни мчалась частица и куда бы ни двигались мы сами, разность квадратов энергии и импульса этой частицы остается неизменно равной квадрату ее массы. Но как узнать энергию и импульс невидимой частицы? Здесь-то и пригодились законы сохранения.

В каждой вилке определялись энергия E , импульс \mathbf{P} , масса m частицы, образовавшей след. Когда на фото-

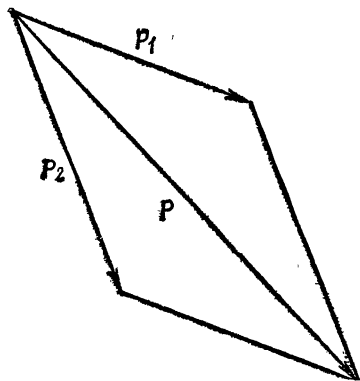


Рис. 15. Сложение векторов.

пленке зафиксирован след частицы, то, чем он сильнее изогнут магнитным полем, тем меньше ее импульс; чем дольше частица не останавливалась, тем большей энергией она обладала. Значит, по длине и кривизне следа можно определить энергию, массу покоя и импульс пролетевшей частицы.

Энергию невидимой частицы получали, складывая энергии обеих видимых. Импульс невидимой частицы получали, складывая импульсы обеих видимых. Но здесь была одна тонкость, уже нам известная: их складывали как векторы (рис. 15); ведь сумма двух векторов зависит не только от их величины, но и от угла между ними, а угол здесь был известен, он равен углу раствора зубцов вилки. Проще всего сложение проделать графически: наложить вычерченные в каком-то масштабе импульсы частиц на следы этих частиц и затем перенести одну из стрелок, не поворачивая ее, к концу второй. Расстояние от начала первой до конца второй стрелки и есть, как мы знаем, сумма импульсов (в том же масштабе). И тогда, определив суммарную энергию $E_1 + E_2$ и суммарный импульс $\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2$, можно подсчитать массу искомой частицы:

$$M_V = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2)^2}. \quad (1)$$

Когда накопилось много замеченных вилок и подсчитали для каждой из них M_V , то оказалось, что все полученные M_V делятся на два класса: в распадах $V^0 \rightarrow p + \pi^-$

величина M_V всегда получается примерно равной 1,11 Гэв, в распадах $V^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ величина M_V колеблется в районе 0,49 ГэВ *).

Какой отсюда следовал вывод? Было доказано существование не одной, а двух нейтральных частиц Λ^0 и K^0 (лямбда-нуль и ка-нуль). Одна, тяжелая (ее обозначили Λ^0 , перевернув вилку), распадается так:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-;$$

другая, полегче, распадается по схеме

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-.$$

Что было бы, если бы не получились одни и те же значения M_V ? Это говорило бы о том, что часть энергии и импульса V^0 уносится новыми невидимыми частицами, К счастью, так не произошло.

Сейчас Λ^0 - и K^0 -частицы — самые обычные и чаще всего встречающиеся экземпляры из так называемых странных частиц. Они не стабильны, т. е., возникнув, вскоре самопроизвольно распадаются. По расстоянию от звезды до точки распада узнают пробег Λ^0 и K^0 ; зная их скорость ($v = p/E$), узнают и время жизни; Λ^0 живет в среднем около 10^{-10} с (пробегаая за это время несколько сантиметров), K^0 -мезоны примерно столько же. K^0 -мезоны — одни из самых интересных тел в природе.

Хотя K^0 - и Λ^0 -мезоны давно открыты и приняты в семью элементарных частиц, хотя в различных опытах перед физиками проходят десятки тысяч этих частиц, но по-прежнему каждую отдельную K^0 - или Λ^0 -частицу узнают с помощью кинематики. Но теперь на помощь приходит электронная счетная машина (человеку уже не справиться с таким объемом вычислений). Специальные измерительные автоматы измеряют длину, кривизну и другие характеристики следов и вычисляют на основе этих измерений импульс, массу и энергию Λ^0 -частицы. Так же поступают и с предполагаемым K^0 -мезоном. Кроме того, они отыскивают ближайшую к вилке звезду и измеряют координаты вилки и звезды. Все эти данные передаются (иногда прямо по кабелю) на счетную машину. Что она проверяет? Первым делом она по формуле (1) убеждается в том, что получается масса Λ^0 -частицы.

*) Не забывайте, что точных измерений в физике не бывает и все числа получаются приближенными. В этом отличие естественных наук от гуманитарных, где все всегда известно абсолютно точно.

Но этого мало. Она вычисляет направление вектора $\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2$ и сравнивает его с направлением от звезды к вилке, ведь по закону сохранения импульса эти направления должны совпадать. Только когда все проверки сходятся, вилку можно считать следом распада Λ^0 -частицы, вылетевшей из звезды.

Ну а потом? Зачем все это нужно?

Потом-то и начинается самое интересное. Изучают законы рождения Λ^0 - и K^0 -частиц, пытаются угадать силы, действующие на них в момент их появления на свет; особенно упорно исследуют K^0 -мезон. В семье элементарных частиц K -мезоны держатся как-то особняком, у них много странных, необычных свойств. В 1956 г. разгадка одного из них привела к перевороту в науке... А сейчас K^0 -мезоны принялись еще за один переворот в физике, пожалуй, поосновательнее прежнего *).

Пример второй: каскадные гипероны.

Первые из гиперонов Λ^0 были открыты в 1950 г., но ученые долго продолжали обнаруживать в их семействе ранее неизвестных родственников. В 1964 г. объявился Ω^- -гиперон.

Звезда экрана

Еще за полгода до открытия существование частицы Ω^- было предсказано молодым многообещающим советским физиком Тимом Суверневым.

*) Гайка с правой нарезкой так же хорошо накручивается на правый винт, как левая гайка — на левый винт. Все привыкли к такой равноправности правого и левого и думали, что так должно быть во всем и всегда. А в 1956 г. узнали, что в распадах K -мезонов и в других сходных процессах эта равноправность нарушается. Физики называют это несохранением четности в слабых взаимодействиях. Напрашивался диковинный вывод о свойствах пространства: для него вроде бы правое и левое не эквивалентны. Для «спасения пространства» предположили, что «правые вещи», составленные из частиц, эквивалентны таким же «левым вещам» из античастиц. Гипотеза тут же была проверена экспериментально, и казалось, что она прекрасно согласуется с опытом. Восторги по поводу открытия нового закона природы — закона сохранения комбинированной четности — продолжались недолго. Вскоре обнаружили, что в распадах K^0 -мезонов комбинированная четность тоже не сохраняется, хотя и чуть-чуть. Несохраниение небольшое, а проблема громадная и до конца еще не понятая.

О нем был поставлен кинофильм «Улица Ньютона № 1», ныне забытый. Зрители могли видеть, как герой, сидя на концерте в консерватории, лихорадочно набрасывает в блокноте пришедшую ему в голову реакцию $K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$. Лист из блокнота показан во весь экран. Вскоре после выхода фильма в США были поставлены опыты по обнаружению этой реакции. Все в точности подтвердилось: и способ рождения частицы, и способ распада, и заранее предсказанная масса, и даже название новой частицы — омега-минус.

Давайте посмотрим на фотографию, на которой впервые увидели Ω^- -гиперон (рис. 16). Нас интересует, как работали при этом законы сохранения.

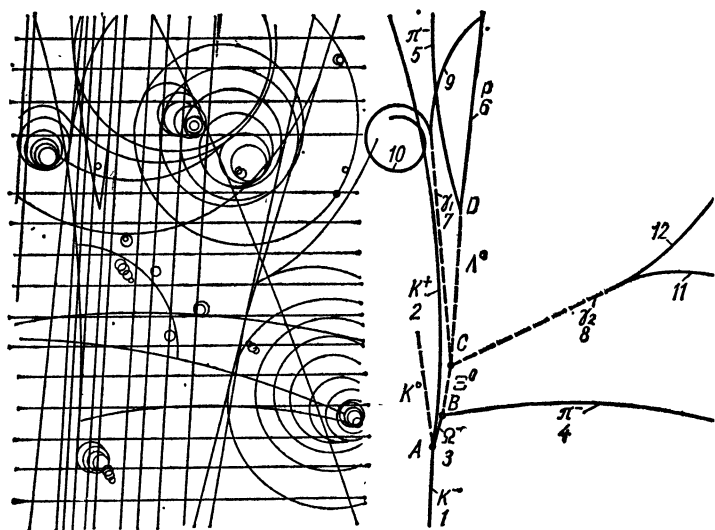


Рис. 16. Рождение и распад Ω^- -гиперона,

Фотография эта получена 31 января 1964 г. в Брукхейвене, где действует большой ускоритель. Пришлось просмотреть 50 000 фотографий превращений, которые происходили в наполненной жидким водородом пузырьковой камере, прежде чем наткнулись на ту, которая здесь приведена. С непривычки трудно разобраться в паутине линий, но это только потому, что вы не видели 49 999 предыдущих снимков; а если бы вам довелось их

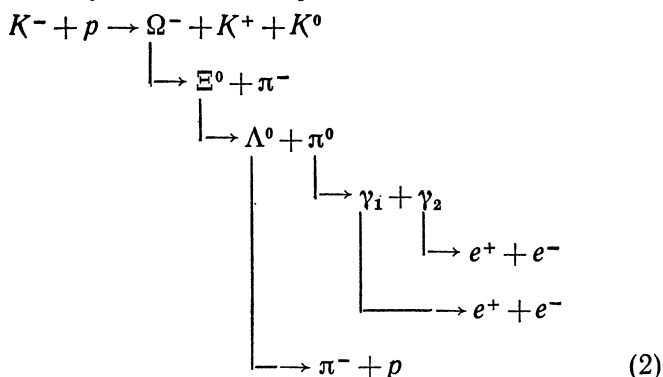
все пересмотреть, вы сразу увидели бы то, что заметили поставившие опыт 33 американских физика *). Вы бы увидели новую, ранее невиданную частицу.

Схема распада

Справа на рис. 16 выделено то, что на этом снимке является существенным. Сплошные линии — это то, что видно и на снимке; штриховые — то, о чем догадались. Посмотрите: линия 1 — это след K^- -мезона, вылетевшего из ускорителя с импульсом 5 ГэВ; в точке А он столкнулся с протоном — ядром водорода (его не видно); произошло превращение пары K^- , p в частицы Ω^- , K^+ и K^0 . Частица K^0 ушла, не распавшись, за пределы снимка и осталась незамеченной; след частицы K^+ обозначен цифрой 2, она заворачивает влево потому, что камера находилась в сильном магнитном поле, которое все частицы с положительным зарядом заворачивало влево, а частицы с отрицательным зарядом — вправо. Короткий след 3 — это и есть след искомого Ω^- -гиперона. В точке В он распался на π^- (след 4) и невидимый Ξ^0 (кси-нуль)-гиперон. Тот, пройдя немногим больше, чем сам Ω^- -гиперон, в свою очередь (в точке С) распался на две, опять-таки невидимые, частицы π^0 и Λ^0 . Λ^0 -гиперон проделал сравнительно долгий путь, прежде чем распался (в точке D) на протон (след 6) и π^- -мезон (след 5). Что до π^0 -мезона, то он живет, как правило, не более 10^{-16} с и за это время не успевает по существу сойти с места своего рождения. (Он проходит в среднем путь $c \cdot 10^{-16} = 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-16} = 3 \cdot 10^{-6}$ см.) Пи-нуль-мезон распался в точке С на два фотона (следы 7 и 8); фотоны эти невидимы, но по счастливой случайности с каждым из них произошло событие, редко наблюдаемое в водороде: проходя слишком близко от какого-то ядра, они превратились в две заряженные частицы — в электрон и позитрон (следы 9, 10 от одного фотона, следы 11, 12 — от другого), которые со страшной силой (именуемой силой Лоренца) завернуло маг-

*) Прошли те времена, когда в физике высоких энергий эксперимент мог быть выполнен небольшой группой людей. Сейчас для хорошего эксперимента обычно требуется настолько сложное и разнообразное оборудование, что работа с ним под силу только большому коллективу. Поэтому часто можно встретить публикации с несколькими десятками авторов, а иногда их число доходит до сотни.

нитное поле. Этот каскад превращений можно записать в виде следующей цепочки реакций:



Как видим, многие частицы промелькнули по камере незаметно, и без кинематических законов здесь не обойтись. Давайте посмотрим, как убедились в том, что вся картина каскада восстановлена схемой (2) правильно.

Дерсу Узала за работой

Во-первых, по характеру видимых следов, с соблюдением всех предосторожностей, убедились в том, что следы 4 и 5 скорее всего принадлежат π^- -мезонам, след 2 — K^+ -мезону, след 6 — протону, следы от 9 до 12 — электронам и позитронам; по кривизне следов установили импульсы видимых частиц.

Вычислив по формуле (1) массу невидимой частицы, рождающей вилку 5—6, получили 1,116 ГэВ, это как раз масса Λ^0 -гиперона. Сложив векторы импульсов p и π^- , узнали величину и направление импульса Λ^0 -гиперона. Затем, сложив (векторно!) импульсы частиц 9 и 10, получили импульс невидимого фотона γ_1 (он вышел равным 0,082 ГэВ) и, естественно, его направление; точно так же узнали импульс фотона γ_2 (0,177 ГэВ); его направление тоже стало известно. И вот здесь наступила первая проверка: стрелки, изображающие импульсы Λ^0 (DC), γ_1 (7) и γ_2 (8), сошлись почти в одной точке (разошлись всего на 1 мм по горизонтали и на 3 мм в вертикальной плоскости. Все разыгранное на снимке событие произошло на 200 см). Это значило, что в этой точке действительно произошел распад ка-

кой-то невидимой частицы на Λ^0 -гиперон и еще на что-то, что немедленно распалось на два фотона — γ_1 и γ_2 . Легко было догадаться, что это «что-то» не может быть ничем иным, как π^0 -мезоном. Впрочем, это следовало проверить вычислением.

Опять пошли в ход законы кинематики и инвариантность массы покоя: раз импульсы двух фотонов известны по величине и направлению, ничего не стоит найти все по той же формуле (1) массу покоя распавшейся на них частицы. Получилось $0,1351 \pm 0,0015$ ГэВ, что превосходно согласуется с известной массой π^0 -мезона, равной 0,135 ГэВ.

Теперь оставалось узнать, что же это за невидимка, которая в точке *C* распалась на Λ^0 -гиперон и π^0 -мезон. Опять-таки кандидат налицо: всем известно, что так называемый каскадный гиперон Ξ^0 с массой 1,314 ГэВ охотно распадается на Λ^0 -гиперон и π^0 -мезон. Была ли возможность это проверить? Бесспорно, была: сложив вычисленные энергии Λ^0 - и π^0 -частиц, вычислили энергию предполагаемого родителя; сложив векторно импульсы Λ^0 и π^0 (импульс π^0 сам получился сложением импульсов γ_1 и γ_2 , которые в свою очередь получились сложением импульсов частиц 9, 10, 11 и 12), вычислили импульс родителя: опять пошла в ход формула (1), которая привела к числу $1,316 \pm 0,004$ ГэВ.

Согласие было отличным. В. довершение импульс Ξ^0 почти точно вышел в точку *B*.

Стоит ли подробно рассказывать, что было дальше? Читатель сам догадывается, что вычисленный импульс Ξ^0 и измеренный импульс π^- в сумме оказались направленными по лучу *BA* и дали возможность (опять по формуле (1)!) найти массу частицы Ω^- . И вот тут-то наступил триумф теоретической физики. Американец Гелл-Манн и молодой японский ученый Окубо *) еще за два года до этого предсказали, что частица Ω^- должна распадаться именно так, как получилось, а главное, заявили, что ее масса будет 1,686 ГэВ. Кинематический

*) Именно их предсказания приведены в фильме «Улица Ньютона № 1». Нужно отдать должное научному консультанту фильма (ленинградскому физику В. В. Шехтеру), из многочисленных предсказаний теории Гелл-Манна выбравшему именно то, которое подтвердилось в первую очередь. То, что частица была предсказана в фильме, — это, конечно, шутка, но в нем предугадано ее скорое открытие.

же расчет привел к величине

$$(1,686 \pm 0,012) \text{ ГэВ}$$

Комментарии, как говорится, излишни. Но все же просмотрите еще раз все рассуждения и убедитесь в том, в какой тесный узел связаны здесь проверки и предположения, как ни одно предположение не остается без проверки и как окончательный вывод вытекает из всего с железной необходимостью.

Попробуйте также, прежде чем переходить к дальнейшему, увидеть, что в реакции (2) осталось все же недоказанным и как это доказать.

Пример третий: а как увидеть нераспадающиеся нейтральные частицы?

Действительно, как их увидеть? О рождении Λ^0 -гиперона узнают по тому, как он вскоре, через 10^{-10} с, распадается на заряженные частицы. А как узнать о рождении нейтрона? Он живет около четверти часа, ставшая частью нейтронов пролетает по камере, не распавшись; очень редки и соударения нейтронов с ядрами. Или: как быть с нейтрино, которое вообще ни с чем практически не взаимодействует? Или с π^0 -мезоном? Пи-нуль-мезоны, правда, распадаются мгновенно, но опять на нейтральные частицы — фотоны, а фотоны далеко не всегда удастся заметить.

Куда канули ка-нули?

Чтобы понять, как это делается, вернемся опять к фотографии, на которой впервые был замечен Ω^- -гиперон. Откуда, собственно говоря, узнали, что вместе с Ω^- -гипероном родилась пара тяжелых мезонов K^+ и K^0 ? Ведь никакого K^0 -мезона на фотографии нет. Он пронесся по камере, не распавшись. Что же заставило догадаться о его рождении?

Естественно, закон сохранения энергии и импульса. Импульс начального K^- -мезона был известен (5 ГэВ). Импульс родившегося K^+ -мезона измерен по кривизне следа. Импульс родившегося Ω^- -гиперона вычислен мимоходом тогда, когда определялась его масса (он был равен просто векторной сумме импульсов всех частиц, получившихся от распада Ω^- -гиперона: двух π^- -мезо-

нов, двух электронов, двух позитронов и протона). Вместе с импульсами стали известны и энергии K^- , K^+ -мезонов и Ω^- -гиперона. Естественно было посмотреть, совпадает ли сумма энергий K^+ -мезона и Ω^- -гиперона с суммой энергий начальных частиц — K^- -мезона и протона (протон поконился, и его энергия была равна его массе) и совпадает ли векторная сумма импульсов K^+ -мезона и Ω^- -гиперона с импульсом K^- -мезона (протон поконился, и его импульс был равен нулю). Оказалось, что никакого совпадения нет. Значит, резонно решили 33 физика: там были, кроме K^+ -мезона и Ω^- -гиперона, еще какие-то невидимые частицы; они и унесли с собой «разбаланс» (такой жаргонный термин бытует среди физиков).

Нетрудно было определить унесенные этими невидимками энергию и импульс. Но нетрудно было сделать и дальнейший шаг: посмотреть, чему равна разность квадратов унесенных энергии и импульса. Эта разность инвариантна: она дает квадрат массы покоя той частицы, которая унесла энергию и импульс с собой (а если таких частиц было бы несколько, то получилась бы масса той фиктивной частицы, которая распадается на эти невидимки).

Недостающая масса

Расчет дал для массы покоя невидимой частицы величину 0,5 ГэВ. Это мог быть только K^0 -мезон, чья масса 0,498 ГэВ. Если бы энергию и импульс унесли две частицы, скажем K^0 и π^0 , то масса фиктивной частицы была бы не меньше суммы масс K^0 - и π^0 -мезонов, т. е. не меньше 0,63 ГэВ, но расчет дал только 0,5 ГэВ. Поэтому можно записать:

$$K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0,$$

тем более, что Гелл-Манн заранее объявил, что Ω^- -гиперон вообще не может рождаться иначе, как вместе с двумя K -мезонами.

Масса частицы (фиктивной или настоящей), унесшей с собой энергию и импульс, называется *н е д о с т а ю щ е й м а с с о й*. Если всю начальную энергию обозначить E (в нашем случае это была сумма энергий K^- -мезона и протона), а начальный импульс P (у нас это был импульс K^- -мезона) и если энергии и импульсы *в и д и*

мы х в конце частиц обозначить $E_1, P_1, E_2, P_2, \dots$, то недостающую массу M_X можно вычислить по формуле

$$M_X = \sqrt{(E - E_1 - E_2 - \dots)^2 - (P - P_1 - P_2 - \dots)^2}. \quad (3)$$

Вычестъ из вектора \mathbf{P} векторы $\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2$ и т. д. — это все равно, что прибавить к вектору \mathbf{P} векторы $\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2$, в которых острие и оперенье поменялись местами.

Когда недостающая масса равна массе какой-нибудь частицы, это значит, что энергию и импульс унесла эта частица; когда нет частицы с такой массой, значит, поглощение энергии и импульса совершенно несколькими частицами, — таковы принципы работы Шерлоков Холмсов от физики.

Таким способом и удастся почти во всех случаях узнавать о рождении (одиночных!) нейтронов или π^0 -мезонов. Надо только поточнее измерять импульсы всех видимых частиц.

Выделение реакций

В последнее время стали сооружать такие большие камеры, что импульсы определяются с хорошей точностью. Это сразу позволяло узнавать, какая реакция замечена на том или ином снимке. Дело в том, что принцип «все, что не запрещено, — разрешено» усиленно работает при высоких энергиях. Если сталкивается протон с антипротоном, то разрешено рождение довольно большого числа π -мезонов, лишь бы их суммарный заряд был равен нулю (заряд протона $+$, антипротона $-$). И природа этим пользуется. Число рожденных π -мезонов сильно меняется от столкновения к столкновению. Вперемешку идут самые различные реакции, например:

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^-; \quad (4)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0; \quad (5)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \pi^0; \quad (6)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0; \quad (7)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^-; \quad (8)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^- + \pi^0; \quad (9)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^- + \pi^-. \quad (10)$$

Внешне реакции (4), (5) и (6) друг от друга не отличаются, во всех трех удается увидеть только пару $\pi^+\pi^-$. Точно так же не отличаются по виду реакции (8) и (9) и т. д. И вот тут-то очень кстати приходится понятие недостающей массы. Измерения следов заряженных частиц дают импульсы и энергии π^+ - и π^- -мезонов. Импульс антипротона известен заранее (все рожденные на ускорителе антипротоны, прежде чем попасть в камеру, проходят через особый канал, отбирающий только частицы с определенным импульсом). Все эти данные передаются на счетную машину, и она вычисляет по формуле (3) недостающую массу. Получаются либо числа, близкие к нулю, либо числа, близкие к 0,135, либо числа, большие 0,27.

Когда недостающая масса равна нулю, точнее, когда равны нулю и недостающая энергия и недостающий импульс, значит, никаких частиц, кроме видимых, здесь не было; стало быть, наблюдались реакции: (4) — если следов два, (8) — если следов четыре, (10) — если следов шесть. Если недостающая масса равна нулю, а недостающая энергия и импульс отличны от нуля, значит, родился фотон.

Когда недостающая масса равна 0,135 ГэВ, значит, родился в дополнение к видимым один π^0 -мезон (реакции (5), (9) и т. д.). Недостающий импульс $P = P_1 + P_2 + \dots$ — его импульс. Недостающая энергия $E = E_1 + E_2 + \dots$ — его энергия. Значит, невидимый π^0 -мезон мы видим с помощью кинематики ничуть не хуже, чем π^+ - и π^- -мезоны.

Когда недостающая масса больше 0,27 ГэВ, то родились или два π^0 -мезона, или более тяжелые нейтральные частицы. Здесь уже кинематика, как правило, отказывает, возможностей дальнейшего прямого анализа уже нет.

Во всяком случае, законы сохранения позволяют отделять случаи, когда рождаются только заряженные частицы, от случаев, когда рождается сверх этого одна нейтральная частица. Это не так уж мало, и, как только точность измерения недостающей массы стала достаточно высокой, в физике элементарных частиц наметилась новая полоса открытий. Были обнаружены совершенно неслыханные виды частиц, которые, с одной стороны, и за частицы нельзя было признать, но которые тем не менее обладали многими признаками частиц. Список

элементарных частиц стал расти с угрожающей быстротой. Теоретическая физика вначале было растерялась перед этим потоком новых частиц, но потом противопоставила потоку открываемых частиц еще более мощный поток предсказываемых. Сейчас этот процесс в самом разгаре. Многие верят, что эти две встречные волны подымут физику на новый уровень.

Глава 8

КАК ОТКРЫВАЮТ РЕЗОНАНСЫ

В 1961 г. четверо физиков (трое американцев и серб) проводили в Беркли (городок недалеко от Сан-Франциско) опыты по аннигиляции антипротонов. Аннигиляция, или уничтожение, «превращение в ничто», — как раз то явление, о котором мы говорили в конце предыдущей главы. Когда две тяжелые частицы, столкнувшись, пропадают, а вместо них появляются несколько легоньких частичек, это и называется аннигиляцией: взамен солидных нуклонов, признанных кирпичей материи, возникают неустойчивые частицы, непригодные для создания ядер.

На пути пучка антипротонов, мчавшихся из ускорителя, поставили большую водородную пузырьковую камеру; наладили автоматику и фотоаппараты, и она принялась щелкать фотокарточки превращений. Шли реакции типа (4) — (10) (см. гл. 7), антипротоны пучка вместе с протонами водорода превращались в группы π -мезонов. Импульс антипротонов был 1,61 ГэВ, масса m_0 системы протон — антипротон 2,29 ГэВ (проверьте по формуле (14) из гл. 5), так что могло появляться до пятнадцати π -мезонов. Исследователи решили отобрать лишь те фотоснимки, на которых видно только четыре луча. Из этих 2500 «четырёхлучевых звезд» (рис. 17) дальше отобрали 800 таких, о которых с уверенностью можно сказать, что, кроме четырех видимых частиц, на них спряталась одна невидимая — π^0 -мезон. Для этого подсчитывали по формуле (3) из гл. 7 недостающую массу и получали 0,135 ГэВ — число, характерное для π^0 -мезона. Исследовали, таким образом, процесс

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \pi^- + \pi^+. \quad (1)$$

Почему их заинтересовала именно такая реакция? Дело в том, что еще за несколько лет до этого, изучая внутреннюю структуру протона и нейтрона, многие

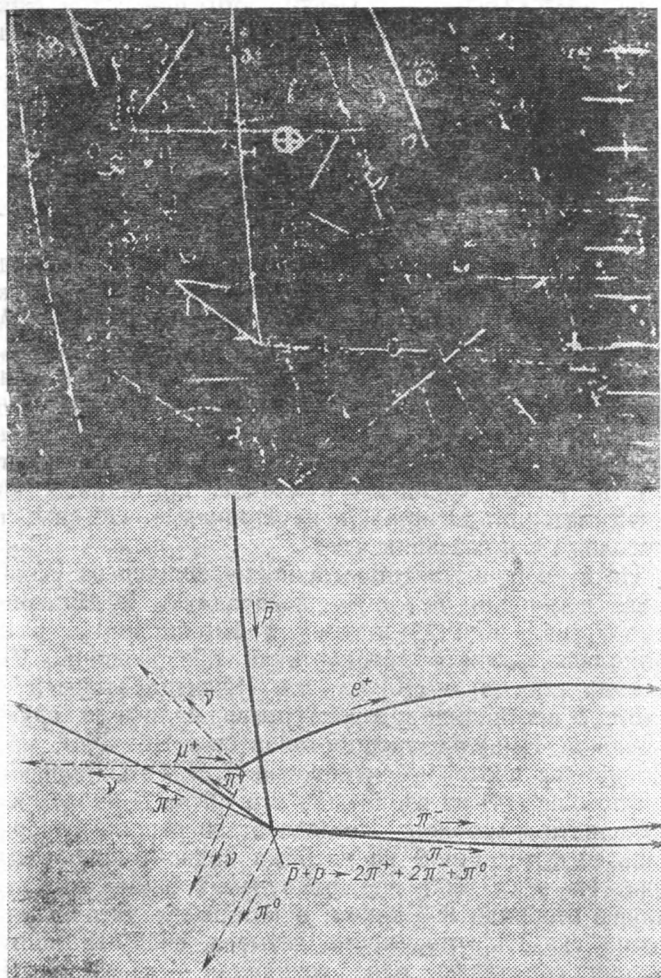


Рис. 17. Аннигиляция.

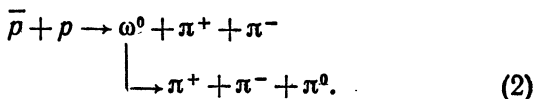
физики-теоретики поняли, что должна существовать до сих пор неизвестная тяжелая незаряженная частица, способная распадаться на три π -мезона. Лучшим спосо-

бом получить сразу много π -мезонов была аннигиляция, вот почему обратились к поискам этой частицы в реакции (1).

Ожидалось, что масса частицы будет около 0,67 ГэВ, а просуществует она около 10^{-23} с. За это время она бы сдвинулась с места своего рождения не больше чем на 10^{-13} см, и не было никакой надежды отличить точку рождения (аннигиляции) и точку распада. Практически все четыре луча на снимках выходили из одной точки.

Поиски жемчужного зерна

Какие же были надежды заметить эту частицу? Допустим, что иногда она действительно рождалась и тут же распадалась на π^+ -, π^- -, π^0 -мезоны, т. е. аннигиляция шла так:



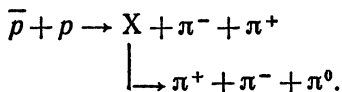
Если бы знать, какие из π^+ - и π^- -мезонов получились от распада искомой частицы (ее условно обозначили ω^0 — омега-нуль), то задачу решить было бы легко с помощью кинематики. Надо сложить энергии π^+ - и π^- -мезонов, добавить к ним вычисленную энергию невидимки π^0 -мезона и узнать энергию ω^0 -частицы. Поступив точно так же и с импульсами, можно подсчитать и импульс ω^0 . Потом надо вычислить инвариант — массу показавшейся и тут же исчезнувшей частицы:

$$m_{\omega} = \sqrt{(E_1 + E_2 + E_3)^2 - (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3)^2}. \quad (3)$$

Чему же равна эта масса? 0,67 ГэВ? Но число это выдвигалось сугубо ориентировочно. По-видимому, следовало поступить так, как поступили, открывая Λ^0 - и K^0 -частицы. Надо было не задаваться заранее массой ω^0 -частицы, а посмотреть, какое значение m_{ω} получится во всех без исключения аннигиляционных четырехлучевых звездах...

— Стоп, дальше все ясно! — можете воскликнуть вы. — Масса, которая получилась повсюду: на первом снимке, на втором, на третьем... на восьмисотом, она и будет массой ω^0 -частицы. Все прекрасно сошлось, да здравствует кинематика!..

Но я вынужден напомнить о том «бы», которое мы поставили в начале наших рассуждений... Если бы знать, какие из π^+ - и π^- -мезонов получились от распада ω^0 -мезона. Но это-то и неизвестно!... Допустим, что иногда ω^0 -мезоны действительно рождались... А если нет? Что тогда будет с комбинацией (3)? Она не будет равна массе ω^0 -мезона, это ясно; но чему она будет равна? На последний вопрос ответить легко: даже если бы ω^0 -частица не рождалась, все равно реакцию $\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \pi^- + \pi^+$ можно было записать в виде



Но только X уже не была бы фиксированной, реальной частицей (ω^0), а некоторой фиктивной частицей, чья масса не постоянна, а изменяется от случая к случаю, от одного снимка к другому. Значит, и инвариантная масса тройки — величина

$$m_X = \sqrt{(E_1 + E_2 + E_3)^2 - (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3)^2}$$

на каждой фотографии имела бы новое переменное значение. В каких пределах она менялась бы? В пределах, диктуемых законами сохранения. Наименьшее значение m_X — это такое, при котором еще возможен распад фиктивной частицы на три π -мезона, т. е. 0,415 ГэВ (на рождение π^+ -мезона надо не меньше 0,140, на рождение π^- — тоже 0,140, на рождение π^0 — 0,135 ГэВ). Наибольшее значение m_X должно быть таким, чтобы всего запаса массы системы протон — антипротон (2,29 ГэВ) едва хватало на рождение частиц π^+ , π^- и X :

$$m_X = 2,29 - 0,14 - 0,14 = 2,01 \text{ ГэВ.}$$

А в этих пределах (от 0,415 до 2,01) ни одно значение инвариантной массы не запрещено, не выделено, ни одно не будет встречаться намного чаще, чем близкие по величине значения (если только частица X не настоящая, а фиктивная, выдуманная для удобства).

Все, кажется, начинает проясняться. Давайте спокойно рассудим.

Если бы ω^0 -мезоны рождались в каждом случае (и если бы мы знали, какие из мезонов получились от распада ω^0), т. е. если бы всегда шла реакция (2), то все инвариантные массы m_X троек π^+ -, π^- -, π^0 -мезонов

на всех снимках оказались бы равными одному и тому же числу — массе ω^0 -мезона.

Если бы ω^0 -мезоны совсем не рождались, т. е. шла бы прямая реакция (1), то на разных фотографиях встретились бы практически все значения инвариантной массы m_X какой-то (любой) тройки в интервале от 0,415 до 2,01 ГэВ.

Искать неравномерность

Ну а если в половине случаев идет реакция (2), а в половине реакция (1)? Что тогда получится? От реакции (1) инвариантные массы будут получаться любыми; в каком-нибудь интервале чисел, скажем от 0,5 до 0,6 ГэВ, окажется примерно столько же значений m_X , сколько и в соседнем интервале, от 0,6 до 0,7; в интервале 0,6—0,7 приблизительно столько же, сколько в интервале 0,7—0,8 и т. д.

А от реакции (2)? От нее все массы m_X сосредоточатся вблизи одного числа — массы ω^0 -мезона. Можно составить такую таблицу: сколько раз инвариантная масса тройки мезонов попала в интервал 0,5—0,6, сколько в интервал 0,6—0,7 и т. д. И тот интервал масс, на который приходится масса ω^0 -мезона, сразу выделится, сразу бросится в глаза. От интервала к интервалу это «сколько раз» будет меняться плавно, а в одном месте внезапно наступит скачок — туда попадет слишком много троек; значит, на этот интервал масс и приходится масса ω^0 -мезона.

Итак, вот в чем идея поиска невидимки: при отсутствии ω^0 -мезона нельзя ожидать, что какое-то значение m_X будет встречаться намного чаще, чем другие. Конечно, если ω^0 -мезон будет рождаться редко, то избыток случаев с $m_X \approx m_\omega$ над другими значениями m_X будет невелик, скачок может оказаться незамеченным; но что мешает все же попробовать: а вдруг ω^0 -мезон рождается часто и таблица его сразу выявит?

— Да, но как быть с тем, что мы не знаем, какие π^+ - и π^- -мезоны получились от распада ω^0 -мезона, а какие — напрямик из системы $\bar{p} + p$?

— Ну что ж, значит, надо перепробовать все комбинации π^+ -, π^- -, π^0 -мезонов. Из пяти частиц

$$\begin{array}{ccccccccc} \pi^+ & \pi^- & \pi^0 & \pi^- & \pi^+ \\ 1 & 2 & 3 & 4 & 5 \end{array}$$

нейтральную тройку можно получить четырьмя способами: из частиц 1, 2, 3, из частиц 5, 2, 3, из частиц 1, 4, 3 и из частиц 5, 4, 3. Чтобы не пропустить той тройки, которая могла возникнуть из ω^0 -мезона, надо перепробовать их все, т. е. вычислять m_x каждой тройки. Конечно, теперь придется искать ω^0 -мезон на фоне куда большего числа ненужных событий, но иного выхода нет.

Популярное объяснение

Не знаю, достаточно ли ясно я изложил идею поиска. Если нет, то приведем на всякий случай сходные ситуации из реальной жизни. Марсианин (что может быть реальнее!), попав на Землю, может установить дату последней мировой войны, подсчитав, сколько в Европе людей разного возраста: возраст 35—38 лет ему встретится гораздо реже прочих. Или: изучив, сколько бюллетеней было выдано в некотором городе в январе, феврале и т. д., он установит, что в таком-то месяце через город прошла очередная волна гриппа.

В чем сходство этих примеров, скажем первого, с тем, что нам нужно? Инвариантная масса троек мезонов — это возраст. Различные интервалы значений m_x — это возраст, округленный до целого числа лет. Подсчет количества людей такого-то возраста — это подсчет частоты тех или иных значений m_x . Слабому изменению рождаемости из года в год отвечает уверенность в том, что в отсутствие ω^0 -мезона частоты различных значений m_x будут меняться плавно от интервала к интервалу. Резкое уменьшение рождаемости во время войны — аналогия избытку случаев с ω^0 -мезоном, преобладанию одного значения m_x над прочими.

Мы не знаем, как рассуждали физики, открывшие ω^0 -мезон, но поступали они именно так, как мы говорим. На каждой фотографии они измеряли импульсы и направления четырех заряженных мезонов, вычисляли недостающий импульс. Он давал им импульс и направление пятого (π^0) мезона. Таким же способом подсчитывали и его энергию. Чтобы убедиться, что это действительно π^0 -мезон, вычисляли его инвариантную массу $\sqrt{E_\pi^2 - P_\pi^2}$. Затем для каждой из четырех возможных нейтральных комбинаций трех π -мезонов вычисляли по формуле (3) ее инвариантную массу. Заодно такой же расчет проделывался для четырех мезонных троек

с зарядом ± 1 , т. е. для троек π^+ -, π^+ -, π^- - и π^- -, π^- -, π^+ -мезонов и для двух троек с зарядом ± 2 , т. е. для троек π^+ -, π^+ -, π^0 - и π^- -, π^- -, π^0 -мезонов (последнее делалось на всякий случай: а вдруг есть частица, которая распадается на π^+ -, π^+ -, π^- -мезоны или π^+ -, π^+ -, π^0 -мезоны).

Когда это проделали на всех 800 фотографиях, принялись считать, сколько раз инвариантная масса m_X оказалась в интервале 0,42—0,44 ГэВ, в интервале 0,44—0,46 ГэВ и т. д. и т. д., через каждые 0,02 ГэВ. Вместо того чтобы составлять таблицу, результат подсчета изобразили на графике (рис. 18). По горизонтали здесь отложено значение m_X , по вертикали — сколько раз оно повстречалось. На двух верхних графиках (А и Б) эта кривая построена для троек π^+ -, π^+ -, π^- - и π^+ -, π^+ -, π^0 -мезонов. Как видите, хотя линия получается ломаной, но скачки от интервала к интервалу не очень большие; это просто случайные скачки, никакое значение массы m_X не встречается заметно чаще других. Другое дело кривая В — частоты разных m_X , встретившихся при изучении комбинаций π^+ -, π^- - и π^0 -мезонов. Здесь всюду скачки небольшие, но в нескольких интервалах, от 0,76 до 0,82 ГэВ, плавность явно нарушается. На плавном подъеме здесь вырос пик. В этот интервал попало намного (на 93) больше троек, чем должно быть, если бы подъем шел плавно (должно быть примерно 98 троек). В этом избытке и проявилось существование той частицы, за которой охотились. Ее масса — положение середины пика — оказалась равной 0,787 ГэВ. Расчет высоты пика приводит к выводу, что реакция (2) идет в 10% случаев; только тогда пик мог бы достичь той высоты, которую он имеет.

С 1961 г. прошло немало времени. Открытую частицу ω^0 исследовали с тех пор неоднократно. Теперь известно, что на самом деле верхушка пика приходится на инвариантную массу 0,7828 ГэВ. Очень интересно, что хотя пик очень узок, он не бесконечно узкий.

Если бы убрать все те фотографии, на которых тройки π^+ -, π^- - и π^0 -мезонов родились не от ω^0 -мезона, и если бы для оставшихся троек — тех, о которых доподлинно известно, что они возникли от ω^0 -мезона, вычислить их инвариантную массу, то число 0,7828 получалось бы не всегда. И это не потому, что нельзя точно измерить импульсы мезонов и точно определить массу.

Нет! Даже при абсолютно точном определении массы троек все равно она будет получаться разной на разных фотографиях, хотя все тройки обязаны своим воз-

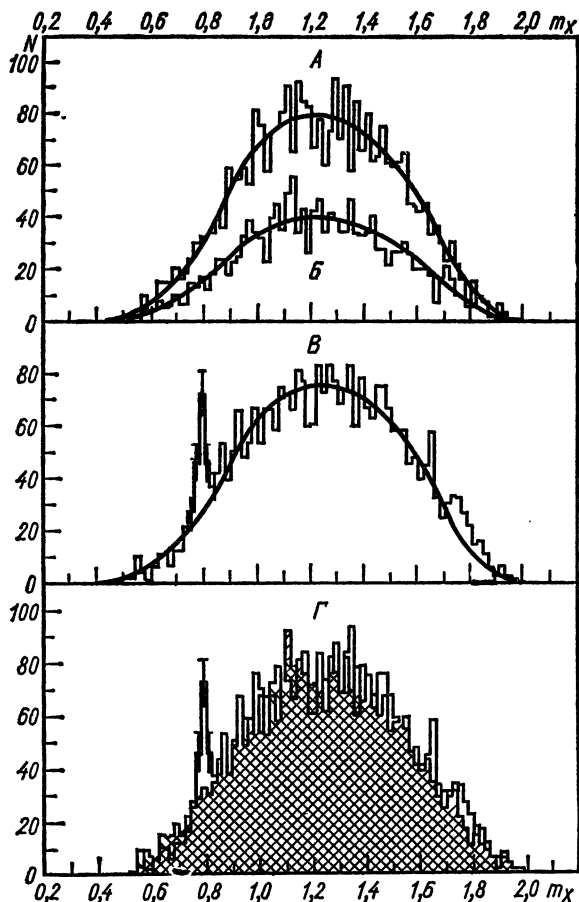


Рис. 18. Открытие ω^0 -резонанса.

На верхнем графике показано, как часто встречались те или иные значения инвариантной массы у троек $\pi^+\pi^+\pi^-$ и $\pi^-\pi^-\pi^+$ (кривая А) и $\pi^+\pi^+\pi^0$ и $\pi^-\pi^-\pi^0$ (кривая В); на кривой В — то же для $\pi^+\pi^-\pi^0$; на кривой Г — суммарные данные.

никновением все тем же ω^0 -мезонам. Чаще всего, конечно, получились бы числа возле 0,7828, но встречались бы тройки с массой около 0,782, и с массой 0,775, и с

массой около 0,79 ГэВ и т. д. Если построить для распадов $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ такой же график, как на рис. 18, т. е. откладывать по вертикали, сколько раз встретится то или иное значение массы ($\pi^+ \pi^- \pi^0$), то получится не игла, а пик. Верхушка его придется на 0,7828 ГэВ, а ширина его на полдороге к вершине будет 0,0094 ГэВ (рис. 19).

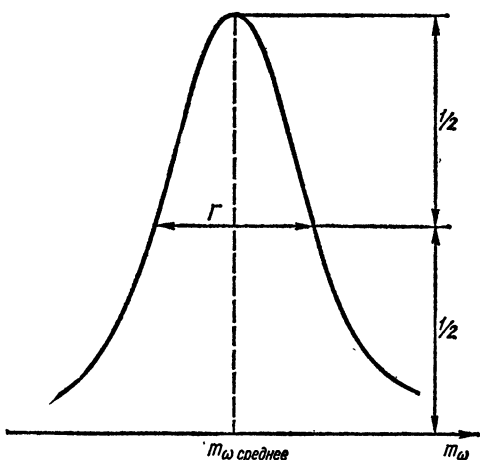


Рис. 19. Распределение масс резонанса.

По горизонтальной оси отложены значения массы, по вертикали — как часто могут встретиться эти значения массы (в относительных единицах); показана ширина распределения.

Это явление для нас совершенно ново. Выходит, у частицы нет определенной массы? Но разве это возможно? Разве масса частицы не фиксирована раз и навсегда, разве она поддается каким-либо влияниям?

На пороге новых открытий

Может быть, мы открыли существование корпускул, еще более мелких, чем элементарные частицы? И точно так же, как атом состоит из протонов, нейтронов и электронов, так и ω^0 -мезон состоит из этих корпускул? И точно так же, как у сковородки, если отбить кусочек, масса уменьшится, так и от ω^0 -мезона порой отламываются небольшие кусочки, и его масса

от случая к случаю колеблется? По всей видимости, масса корпускул много меньше, скажем, в сто раз меньше 0,0094 ГэВ, т. е. еще меньше, чем у электрона. Может быть, ω^0 -мезон — это первая ласточка нового субэлементарного мира?!

— Или дело в том, что энергия и импульс в распаде не сохраняются? Мы же не меряем энергию самого ω^0 -мезона, а измеряем энергию и импульс трех π -мезонов. А может быть, на самом деле надо провозгласить «закон нарушения сохранения энергии» в распаде и совсем не удивляться, почему масса ω^0 -мезона не сохраняется?!

— Или виновата теория относительности Эйнштейна? Может быть, то, что мы называли инвариантом (разность $E_\omega^2 - P_\omega^2$), на самом деле инвариантом вовсе не является? Может быть, эта разность меняется с энергией или еще как-нибудь? Тогда опять удивляться нечему.

Открытие не состоялось

Но действительность оказывается куда более трезвой и одновременно куда более фантастичной.

Дело здесь совсем в другом. Никаких корпускул призывать на помощь не надо. Закон сохранения энергии придется оставить в покое. Теория относительности по-прежнему продолжает свое триумфальное шествие.

Это просто напомнила о своем существовании квантовая механика — механика превращений и движений мельчайших частиц. До сих пор у нас не было случая столкнуться с нею. В том-то и состоял замысел: рассказать об элементарных частицах то, что не требует знания теории их движений и превращений; рассказать, как ограничивает нравы микромира сохранение энергии. Я думал, что удастся обойтись и без квантовой механики.

Сдача позиций

Но не обошлось. Одни из основных ее законов — соотношения неопределенностей — дают такое объяснение нашему эффекту. Все дело в том, что ω^0 -мезон живет так недолго, что его масса «не успевает установиться». Определенность, в какой фиксирована

масса нестабильной частицы, зависит от среднего времени жизни этой частицы, и только у стабильных (вечных, не распадающихся) частиц их масса закреплена и не меняется. Если же частица способна распасться, то и масса ее способна колебаться в каких-то пределах. Чем дольше живет данный вид частиц, чем ближе он к стабильности, тем точнее фиксирована его масса. Поэтому и масса π^+ -мезонов, живущих 10^{-8} с, и масса Λ^0 -гиперонов, живущих в среднем 10^{-10} с, и даже масса π^0 -мезонов, живущих только 10^{-16} с, практически неизменны. Их колебания не под силу заметить современным приборам.

Но если вам удастся увидеть частицы, живущие в среднем 10^{-28} с, вы будете поражены разнообразием в их массах. Отличия будут достигать и 0,005 и 0,010 ГэВ и больше. И все же это будут одни и те же частицы с одними и теми же свойствами. Все свойства будут одинаковы, кроме одного — величины массы.

Вы спросите, какие же свойства могут быть у таких мелких объектов (еще вольтеровский Микромегас знал, что чем тело меньше, тем меньше у него свойств). Их очень много. Я не перечислял их раньше, не желая произносить непонятных слов. Но сейчас я назову их, чтобы продемонстрировать, как много свойств имеют частицы. Частицы отличаются друг от друга временем жизни (это вы знаете), электрическим зарядом (тоже знаете), барионным зарядом, лептонным зарядом, спином, изоспином, пространственной четностью, зарядовой четностью, странностью, спиральностью, способом распада, форм-фактором, магнитным моментом, силой взаимодействия с другими частицами и т. д. Как видите, не так уж мало. И еще они характеризуются своей массой. Пока никто не замечал, чтобы какая-то из этих характеристик зависела от среднего времени жизни частицы. А масса зависит.

То, что такая зависимость должна существовать, было известно заранее. Давным-давно создатели квантовой механики предупреждали, что это случится. Соотношение неопределенностей предсказывало, что если физике придется встретиться с процессами, которые тянутся очень недолго, то энергия, выделяемая в этих процессах, будет от случая к случаю меняться. И в других явлениях это уже наблюдалось. Закон, связывающий длительность процесса t и неопределенность

в энергии Γ , формулируется так:

$$\Gamma(\text{ГэВ}) \cdot t(\text{с}) \approx h/2\pi = 6,6 \cdot 10^{-25} \text{ ГэВ} \cdot \text{с}. \quad (4)$$

Здесь h — постоянная Планка *).

У нашего знакомого, ω^0 -мезона, Γ — неопределенность в массе — это ширина кривой на рис. 19, т. е. 0,0094 ГэВ. Тогда из формулы (4) можно вычислить, сколько времени в среднем он существует от момента рождения до момента распада. Получим $7 \cdot 10^{-22}$ с.

Часы-весы

Мы, следовательно, измерили время жизни ω^0 -мезона, не измеряя никаких времен. У нас в руках оригинальнейшие часы. Мало того, что они измеряют промежутки времени, в миллиарды раз меньшие, чем любые другие часы, но они измеряют их, не измеряя времени.

Давайте еще раз проследим, как действуют эти часы. Мы хотим выяснить, сколько времени живет в среднем частица X. Узнаем, на что она распадается, и измерим как можно точнее энергию и импульс частиц, которые из нее возникли. Каждый раз вычислим инвариантную массу этой группы частиц, т. е. массу самой частицы X. Постараемся зарегистрировать таких распадов как можно больше. Округляя значения масс с точностью, скажем, до 0,01 ГэВ, построим кривую: по горизонтали отложим эти округленные значения, по вертикали — сколько раз они нам встретились. Получится кривая, подобная рис. 19. Положение ее вершины даст (с точностью до 0,01) среднюю массу частицы X. А расстояние по горизонтали между точками на полпути к вершине даст как раз величину Γ . Подставив ее в формулу (4), мы узнаем среднее время жизни частицы X.

*) Время жизни возбужденного состояния атома $\tau \approx 10^{-8}$ с. После этого он излучает квант видимого света с энергией $E = h\nu$. Соотношение неопределенностей тогда записывается в виде

$$\Delta\nu \cdot \tau = 1/2\pi,$$

где $\Delta\nu$ — неопределенность в частоте. Выходит, она равна примерно 10^8 с^{-1} . Сама частота видимого света $\nu \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, так что относительная неопределенность частоты $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-6}$. Значит, и спектральные линии не бесконечно узкие,

Можно ли по таким часам измерить время жизни Λ^0 -гиперона? Судите сами. Λ^0 -гиперон живет 10^{-10} с, значит, отличия в массе различных Λ^0 -гиперонов будут порядка

$$\Gamma = \frac{6,6 \cdot 10^{-25}}{10^{-10}} = 6,6 \cdot 10^{-15} \text{ ГэВ.}$$

Такие отличия в энергии никакой прибор заметить не в силах.

Можно ли по этим часам измерить время жизни π^0 -мезона? Тоже нельзя. $\Gamma = 6,6 \cdot 10^{-25} : (1,8 \cdot 10^{-16}) = 4 \cdot 10^{-9}$ ГэВ. Это тоже за пределами возможностей современного эксперимента. Время жизни π^0 -мезона измерено, но другим способом.

Тогда какие же времена могут эти часы измерять? Примерно 10^{-22} с и меньше. Наш ω^0 -мезон лежит как раз на границе экспериментальных возможностей. Разброс в энергиях порядка 0,001 ГэВ мы еще не умеем мерить, особенно если учесть, что пик никогда не получается, как на рис. 19, но всегда на фоне других явлений (как на рис. 18).

Существуют ли, кроме ω^0 -мезона, другие частицы, живущие так недолго? Да. Еще до открытия ω^0 -мезона был известен, скажем, ρ -мезон (обозначается ρ). Он распадался на два π -мезона. Его средняя масса 0,763, а средний разброс в массах Γ равен 0,106 ГэВ. Значит, он живет (подставьте в формулу (4)) примерно в десять раз меньше, чем ω^0 -мезон ($6 \cdot 10^{-24}$ с). Были известны и другие частицы — игрек-нуль, изобара и т. д., жившие столь же мало.

Но их слишком малое время жизни привело к тому, что их и за частицы не считали. Считалось, например, что ρ -мезон — это пара π -мезонов, которые в момент своего рождения не сразу разлетаются врозь, а некоторое время (около $6 \cdot 10^{-24}$ с) кружатся друг возле друга и только потом разлетаются. Их и называли иначе — не частицами, а резонансами: резонанс ρ , резонанс игрек, подчеркивая этим словом эфемерный, неустойчивый характер таких образований. (Я вынужден говорить здесь слова, не имеющие точного смысла: эфемерный характер, кружатся друг возле друга и т. д. На самом деле существует более или менее точная теория этих явлений, в которой все понятия имеют определенный смысл, а все неточности оговариваются. Но

это математическая теория. Если попытаться перевести язык математики на язык наглядных представлений, то ничего не получается, кроме туманных слов. Из этих слов постепенно выкристаллизовываются такие термины, как «резонансы».)

Потоп открытий

Открытие ω^0 -мезона наметило определенный перелом в настроении ученых.

ω^0 -мезон был, бесспорно, «резонансом» — он жил слишком недолго. И в то же время он уже во всем походил на частицу: его масса колебалась от случая к случаю всего на 1—1,5%. Стало ясно, что между резонансами и частицами нет непроходимой пропасти, что образования, живущие 10^{-23} — 10^{-24} с — это такие же кандидаты в элементарные частицы, как и Λ^0 -гиперон или π^0 -мезон. Огромное впечатление произвела точность и доказательность самого опыта. Физики бросились открывать резонансы. Делалось это в общем так же, как и раньше: отбирали определенную реакцию, вычисляли инвариантную массу всех встречающихся в ней комбинаций частиц и смотрели, не будет ли какое-либо значение этой массы попадаться чаще, чем соседние значения.

Не обошлось и без увлечений, без дутых открытий: если фотографий сделано мало, то одни значения массы встречаются (просто так, случайно) почаще, другие пореже, и очень легко было, желая во что бы то ни стало сделать открытие, выдать случайно скопившиеся в одном месте массы за открытие новой частицы. Но постепенно утвердились жесткие правила приема новых пиков в семью резонансов. Сейчас их открыто уже несколько десятков, а конца им не видно. Каждый новый резонанс (их по-прежнему называют резонансами, хотя понимают, что нет какой-либо разницы между ними и частицами) встречают с большим интересом, так как надеются, что когда их накопится очень много, можно будет понять и связь между ними и их место в картине мира.

Напоследок хочу еще раз подчеркнуть то различие между частицей-резонансом и частицей-частицей, которое сильнее всего действует на наше воображение. Резонанс от частицы отличается тем, что снимок, на ко-

тором распалась частица, как правило, можно показать; снимок же, на котором зафиксирован распад резонанса, вам никто не покажет.

Если вы попросите физика: «Дайте мне снимок, на котором зафиксирован распад π^0 -мезона на два фотона», он поищет и найдет такой снимок (рис. 20). Правда, π^0 -мезон вы там не увидите, но физик знает, что он там был, потому что инвариантная масса двух фотонов дала число, близкое к массе π^0 -мезона. А теперь попросите его показать снимок процесса, где родился и распался ω^0 -мезон. И физик разведёт руками. Одного снимка он дать не может. Он может дать вам два с три снимков и сказать: «Среди них не меньше ста «принадлежит» ω^0 -мезону.» — А какие? — «Этого никто не знает». И это понятно, ведь распады $\omega^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ найдены на фоне троек π -мезонов, инвариантная масса которых оказалась близкой к массе ω^0 -мезона. Отделять же ω^0 -мезон от фона мы не умеем. В этом и разница: Ω -гиперон открыли, отыскав один подходящий снимок, а ω^0 -мезон уда-

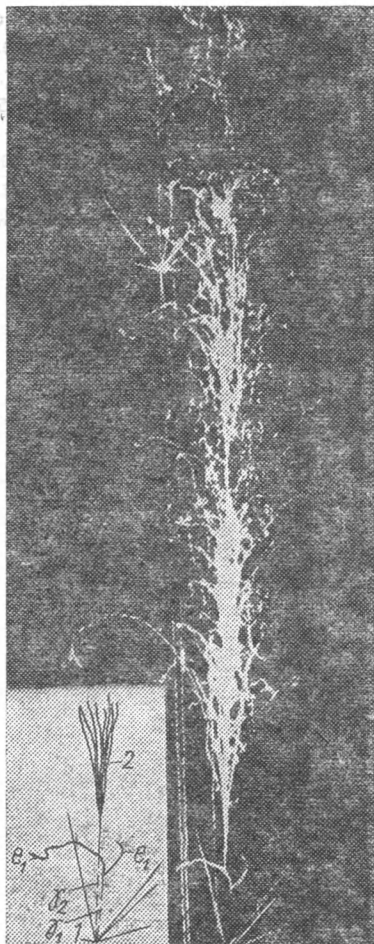


Рис. 20. Рождение и распад π^0 -мезона.

Внизу слева показано, на что надо обратить внимание на снимке: γ_1 и γ_2 — фотоны от распада; γ_1 породил пару $e_1 e_2$ — электрон и позитрон, γ_2 вызвал целый ливень; прямые следы внизу — это другие родившиеся совместно с π^0 -мезоном частицы.

лось открыть, не имея в руках ни одного достоверного случая распада $\omega^0 \rightarrow \pi + \pi + \pi$, зато обладая множеством недостоверных.

Физики здесь находятся в положении геологов, которым вручили множество образцов какого-то минерала и сказали: «Часть этих образцов не минерал, а простая порода. Но где минерал, где порода — никто не знает. Свойства породы неизвестны. Свойства минерала — тоже. Сообщите свойства минерала. И не надейтесь, что какой-то химический анализ позволит вам отделить минерал от породы, они неотличимы...» Именно в таких условиях работают физики, изучая резонансы (см. также гл. 16).

КИНЕМАТИКА ДЛЯ ШКОЛЬНИКОВ

...Он изучал природы тайны,
В глаза природы не видав.
Решал задачи моментально,
Все объяснить умел стремглав.
Он был упрямый и отважный
сторонник физики бумажной

Из студенческой поэзии

Глава 9

ЕЖИК ИМПУЛЬСОВ

В этой главе мы выясним основные свойства распада покоящейся частицы на две. Задача ставится так. Представьте себе, что покоящийся π^0 -мезон распадается на два фотона. Можно ли заранее узнать, какие у этих фотонов могут быть энергии. Или, в другом случае, Λ^0 -гиперон на лету разлетается на протон и π^- -мезон. Какими покажутся ему в его последний миг энергии этих двух его преемников? Или — если вы не выносите такой профанации превращений элементарных частиц — какими эти энергии покажутся вам, если вы летели вровень с Λ^0 -частицей и оказались невольным свидетелем этого события?

Решаем систему уравнений

Давайте решим эту задачу в самом общем виде. Пусть неподвижная частица O с массой m распадается на две другие 1 и 2; массы покоя частиц 1 и 2 мы знаем заранее — это m_1 и m_2 . Что можно сказать об энергиях E_1 и E_2 и направлениях этих двух частиц?

Про энергии можно сказать, что вместе они должны составить энергию начальной частицы — ее массу m :

$$E_1 + E_2 = m. \quad (1)$$

А про направления известно, что они должны быть таковыми, чтобы векторы импульсов \mathbf{P}_1 и \mathbf{P}_2 обеих частиц дали в сумме нуль (именно таков был импульс

покоившейся частицы 0):

$$\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 = 0. \quad (2)$$

Кроме этого, мы знаем еще такое свойство движущихся частиц: каковы бы ни были их энергии и импульсы, некоторая их комбинация от движения не меняется:

$$E_1^2 - P_1^2 = m_1^2, \quad (3)$$

$$E_2^2 - P_2^2 = m_2^2. \quad (4)$$

Эту систему уравнений (1) — (4) нам и придется решать. Она решается довольно просто. Посмотрите на

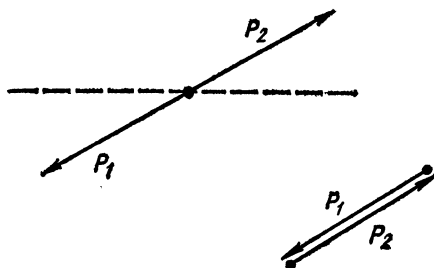


Рис. 21. Распад частицы в покое (сумма двух импульсов равна нулю).

уравнение (2). Вспомните правило сложения векторов. Два вектора, будучи приложены друг к другу, дают нуль только тогда, когда начало первого вектора совпадает с концом второго. Из рис. 21 видно, что

$$P_1 = P_2. \quad (5)$$

Импульсы частиц 1 и 2 одинаковы (но направлены в противоположные стороны). Если вычтем из уравнения (3) уравнение (4), то

$$E_1^2 - E_2^2 = m_1^2 - m_2^2. \quad (6)$$

Разделим уравнение (6) на равенство (1) и получим

$$E_1 - E_2 = \frac{m_1^2 - m_2^2}{m}. \quad (7)$$

А теперь сложим равенства (7) и (1). Останется только

$$2E_1 = m + \frac{m_1^2 - m_2^2}{m},$$

откуда

$$E_1 = \frac{m^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m}. \quad (8)$$

Если хотите узнать E_2 , переставьте массы 1 и 2:

$$E_2 = \frac{m^2 + m_2^2 - m_1^2}{2m}. \quad (9)$$

Мы решили систему алгебраически. Любителям геометрии могу сообщить, что задача о распаде частицы с массой m на частицы с массами m_1 и m_2 полностью совпадает с такой школьной задачей (рис. 22): в тре-

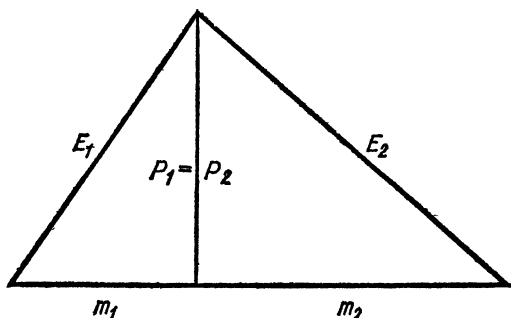


Рис. 22. Геометрическое решение.

Решить этот треугольник \Rightarrow значит решить задачу о распаде на две частицы.

угольнике сумма боковых сторон равна m , а их проекции на основание — m_1 и m_2 ; решить треугольник. Убедитесь сами, что для треугольника тоже получается система уравнений (1) — (5). Чтобы помочь вам, я отметил, где E_1 , где E_2 , а где $P = P_1 = P_2$. Если вам больше по душе геометрические способы решения задач, попробуйте получить формулу (8) чисто геометрически.

Глядя на треугольник, легко понять, что задача имеет решение лишь при $m \geq m_1 + m_2$. Это как раз знакомый нам запрет: сумма масс продуктов распада не должна превышать массу начальной частицы.

Давайте осмыслим полученное решение. Мы узнали интересную вещь. При распаде покоящейся частицы энергии двух ее потомков не могут быть какими угодно. Они зависят от масс покоя частиц — от m , m_1 , m_2 . Значение энергий предопределено этими массами. А при распаде на две одинаковые частицы их энергии

определяются только массой родителя:

$$E_1 = E_2 = \frac{m}{2}. \quad (10)$$

Скажем, когда неподвижный π^0 -мезон с массой 0,135 ГэВ распадается на два фотона, он просто делит свою энергию пополам: 0,0675 ГэВ одному, столько же другому. Зато от масс потомков всегда зависит их импульс (он у обоих одинаков и равен $\sqrt{E_1^2 - m_1^2}$ или $\sqrt{E_2^2 - m_2^2}$). Чем тяжелее они, тем с меньшим импульсом разлетаются. При $m_1 = m_2 = m/2$ частицы, на которые распалась частица О, останутся на месте. Впрочем, так бывает не только при равных массах, но и при любых, лишь бы $m_1 + m_2 = m$. Представьте себе, какой будет высота треугольника на рис. 22 при $m_1 + m_2 = m$, и вы поймете, отчего это так. При $m_1 + m_2 = m$ получается не столько распад на частицы, сколько развал на части.

Итак, мы умеем вычислять заранее, с какой энергией будут рождаться частицы в том или ином типе распада. Это позволяет узнавать частицы, обладающие характерным для них типом распада.

Известно, например, что K^+ -мезоны (масса 0,494 ГэВ) и π^+ -мезоны (масса 0,140 ГэВ) живут примерно одно и то же время и распадаются на одни и те же частицы μ^+ (мю-мезон, масса 0,1057 ГэВ) и нейтрино (масса 0) *).

Практические выводы

Этот распад на излете выглядит так (рис. 23): след K^+ - или π^+ -мезона, все более извилистый (от потери скорости частица петляет между атомами; чем меньше скорость частицы, тем на больший угол может завернуть ее оказавшийся рядом атом, а от этого она еще больше потеряет скорость), внезапно прерывается (частица остановилась) и заканчивается таким крючком — следом вылетевшего μ -мезона. Нейтрино следа не оставляет.

Можно ли из нашего снимка узнать, что распалось: K^+ - или π^+ -мезоны? Один из приемов учитывает тот факт, что степень извилистости следа на излете у K^+ -ча-

*) У π^+ -мезона это практически единственный способ распада, у K^+ -мезона — один из многих, но довольно частый.

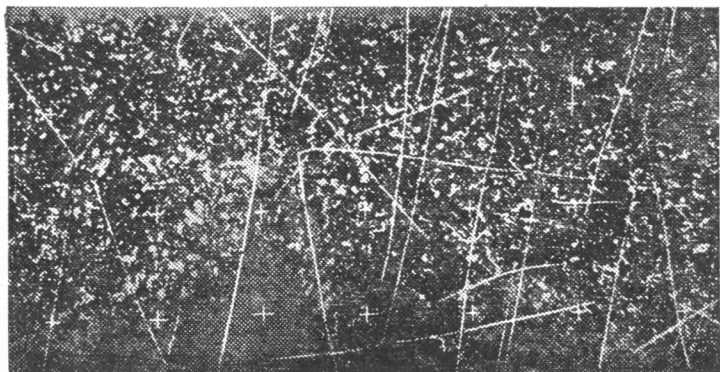


Рис. 23. Случай распада $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$.

След, идущий справа наперерез другим следам, — это след K^+ ; от точки излома вниз полетел μ^+ ; перед изломом след K^+ изменил направление; это доказывает, что распад произошёл в покое.

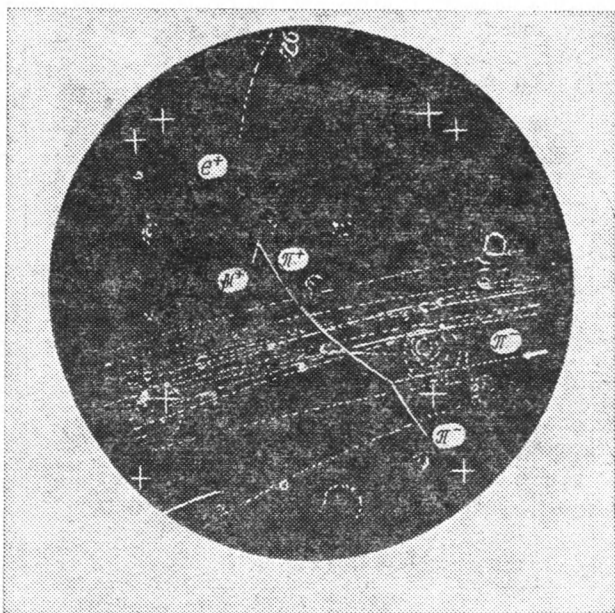


Рис. 24. Распад $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$.

Сам π^+ , по видимому, родился в реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$; μ^+ -мезон распался на e^+ и пару ν .

стицы и у π^+ -мезона разная. Но есть и другой, уже кинематический: измерить пробег μ -мезона. Пробег тем больше, чем больше импульс, а импульс μ -мезона в распаде

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

совсем не такой, как в распаде

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu.$$

В первом случае он равен (проверьте по формуле (8), а затем по формуле (3)) 0,236 ГэВ, во втором всего лишь 0,0298 ГэВ. Значит, все μ^+ -мезоны от распада остановившегося K^+ -мезона в данном веществе будут иметь один пробег, а μ^+ -мезоны от распада π^+ -мезона — совсем другой (рис. 24). Обычно применяют и тот и другой

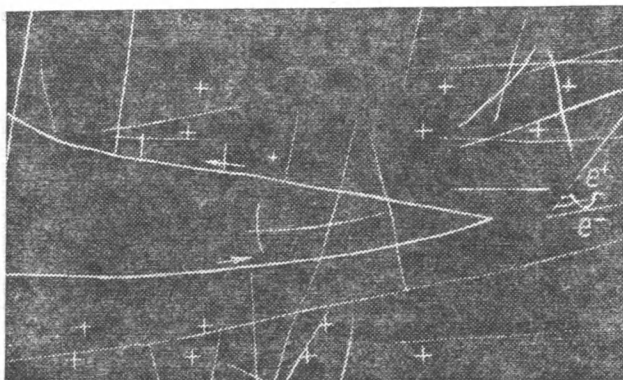


Рис. 25. Случай распада $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$.

В конце пробега π^+ останавливается и распадается на μ^+ и ν . От распада π^0 возникают два фотона, один из которых породил близ какого-то ядра пару e^+e^- , видимую на снимке.

прием, чтобы не было уж никаких сомнений, что распалось, K^+ -частица или π^+ -мезон.

Точно так же по пробегу можно отличить распад

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

от распада

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0,$$

если только распад произошел в покое (т. е. если появлению крючка предшествовал сильно извилистый след).

У π^+ -мезона импульс должен быть равен 0,205 ГэВ, а не 0,236, как у μ^+ -мезона (рис. 25).

Но, кроме этого, выведенные формулы (8) и (9) очень нужны при изучении другого типа распада — распада на лету. Им мы займемся в гл. 11, а сейчас я расскажу о том, что было обещано в заглавии, — о ежике импульсов.

Ежик импульсов

Решая систему уравнений (1) — (4), мы узнали, каковы энергии частиц 1 и 2. Но вы, вероятно, заметили, что об их направлениях не было сказано ни слова. Дело в том, что направления могут быть любыми. Векторы \mathbf{P}_1 и \mathbf{P}_2 одинаковы по длине (и длина их определяется только массами m , m_1 , m_2), противоположны по направлению, но каково это направление — безразлично: все равно их сумма будет нуль. Значит, на направление движения потомков частицы О нет запретов. А мы знаем, что все, что не запрещено, — разрешено. И действительно, от случая к случаю, от снимка к снимку, направление крючка μ^+ -мезона (распад $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$) оказывается различным. Каждый новый распад частицы О на частицы 1 и 2 может произойти в каком-то новом направлении. Это и позволяет нам создать распадный ежик импульсов.

Представьте, что мы накопили бесчисленное множество фотографий распада $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$. Что будет, если мы совместим на них точки распадов и начертим все векторы импульса μ^+ -мезона? Точка распада тогда ошестинится тысячами стрелок. Длина всех стрелок будет одинакова, а направления практически встретятся любые. Это и есть наш ежик импульсов (рис. 26). Все иголки у него одинаковые, и нет на нем места, где нельзя уколаться. Этот ежик надо представлять себе каждый раз, когда вы думаете о распаде частицы на две и интересуетесь, куда могут направиться дочерние частицы. Ежик вам подскажет: куда угодно.

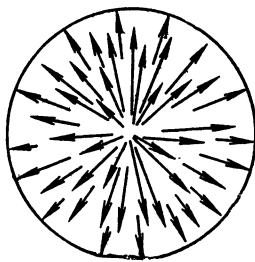


Рис. 26. Ежик распадов покоящейся частицы.

Тем читателям, которым в книге по физике образы живой природы не нужны, скажу просто: геометрическое место концов вектора импульса частицы 1 есть сфера радиуса R с центром в точке распада. Импульсы частицы 2 тоже лягут на ту же сферу.

Глава 10

КАКОГО ЦВЕТА ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ?

Такой вопрос я задавал многим знакомым физикам, при этом никто не удивлялся, все постарались описать, какими им представляются частицы. Опрос производился порознь, и никто не знал, что ответили другие.

Разнобой получился невероятный. Но тем удивительнее, что о протоне мнения у многих сошлись: он, по общему мнению, наверняка черный (если только не красный).

Интересно, что высказывались только физики-теоретики. Физики-экспериментаторы, как оказалось, никогда не видят частиц в цвете. Только один сказал про электрон, что тот зеленый (и то потом выяснилось, что он имеет в виду след электрона в осциллографе). Так что заодно получился хороший тест, позволяющий отличать теоретика от экспериментатора. Это может помочь студенту в поисках признания. Если вы не чувствуете цвета частиц, не идите в теоретики.

Неискушенный в науке читатель спросит: «Что за странный способ решать научные вопросы большинством голосов? Разве физике неизвестны истинные цвета частиц?»

Вопрос этот вполне под силу кинематике, и я не могу удержаться от его рассмотрения. Цвет тела определяется частотой световых волн, которые от него расходятся. Если тело самосветящееся, то это волны, излучаемые им самим, в противном случае речь идет о волнах, отраженных телом. Первый случай проще, и мы назовем цветом частицы цвет световых волн, самопроизвольно излучаемых ею, цветом атома — тоже цвет испущенного им света. Пусть еще для простоты частицы покоятся.

Из квантовой механики известно, что световое излучение — это поток фотонов — квантов света. Частота

света γ связана с энергией фотонов E формулой

$$E = h\nu, \quad (1)$$

где h — постоянная Планка:

$$h = 4,14 \cdot 10^{-24} \text{ (ГэВ} \cdot \text{с)}. \quad (2)$$

Значит, если мы хотим определить цвет частицы X (или атома X) с массой m , мы должны узнать энергию испускаемых ими фотонов и перевести ее в частоту. Это задача по кинематике распада на две частицы. Представим на минутку, что частица испускает один за другим фотоны, а сама, конечно, остается неизменной. Этот поток фотонов от частицы мы будем воспринимать как ее свечение. Идет процесс

$$X \rightarrow X + \gamma. \quad (3)$$

Масса m начальной частицы X не меньше суммы масс покоя ($m+0$) частиц X и γ , так что наше необходимое и достаточное условие возможности распада

$$m \geq m_1 + m_2 \quad (4)$$

соблюдено. Узнаем же энергию γ . Подставим в формулу (9) из гл. 9 $\left(E_2 = \frac{m^2 + m_2^2 - m_1^2}{2m}\right)$ значения $m_1 = m$, $m_2 = 0$ и получим... $E_2 = 0$!

Ответ неожиданный. Оказывается, энергии фотонов, а вместе с ними и импульсы равны нулю. Наши предполагаемые лучи света не унесут с собой ни энергии, ни импульса. Излучения попросту не произойдет.

Теперь нам понятно, отчего физики вынуждены решать вопрос о цвете частиц демократическим путем, анализом общественного мнения. Мы доказали теорему о том, что частицы цвета не имеют. Поэтому, должно быть, и протон кажется многим черным. И все атомы должны казаться черными. Ведь, скажем, когда атомы раскаленного натрия испускают фотоны, они не перестают быть атомами натрия. Идет тот же самый процесс (3)

$$\text{Na} \rightarrow \text{Na} + \gamma. \quad (5)$$

Значит, атомы натрия и любые другие атомы не могут излучать цвет.

...Мы лихорадочно ворошим свои познания в физике: в каком же месте мы споткнулись? Действительно, натрий от излучения не перестает быть натрием. Но свет

излучают возбужденные атомы натрия. Что значит возбужденные? — Заранее запасшиеся энергией. Имеющие избыточную энергию. Избыток энергии — это значит избыток массы. Вот, оказывается, в чем дело! Когда в пламени горелки поваренная соль светится желтым светом, идет реакция



(где масса Na^* больше массы Na), а не реакция (5). И если мы хотим узнать цвет частицы X , надо поискать процесс



где частица Y должна быть легче частицы X . Тогда все прекрасно получится: вылетит фотон с энергией

$$E_\gamma = \frac{m_X^2 - m_Y^2}{2m_X}; \quad (8)$$

и, разделив E_γ на $4,14 \cdot 10^{-24}$, мы узнаем цвет частицы.

Для интереса посмотрим, как по этой формуле вычислить частоту света, испускаемого натрием. Возбужденный атом весит лишь немногим больше невозбужденного, т. е. при распаде $\text{Na}^* \rightarrow \text{Na} + \gamma$ можно $2m_X$ в знаменателе формулы (8) заменить суммой $m_{\text{Na}^*} + m_{\text{Na}}$. После сокращения останется

$$E_\gamma = m_{\text{Na}^*} - m_{\text{Na}}.$$

Это известная формула для частоты света, излучаемого атомом при переходе из возбужденного состояния в основное. Только обычно ее пишут в виде

$$h\nu = E^* - E.$$

Но мы знаем, что энергия возбужденного состояния и масса атома — это одно и то же, только выраженное разными словами.

Итак, все стало на свои места, и остается поискать процессы, в которых элементарные частицы самопроизвольно испускают фотоны. К сожалению, эти процессы крайне редки. Вот некоторые из тех распадов, по которым можно определить цвет частиц:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma,$$

$$\eta^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (\eta^0 \text{ — резонанс с массой } 0,550 \text{ ГэВ}),$$

$$\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma,$$

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma \quad (\Sigma^0 \text{ — гиперон с массой } 1,192 \text{ ГэВ}).$$

Но даже и здесь нас ждет неприятный сюрприз: энергия фотонов настолько высока, что глаз не ощутит ее как свет. Получится просто радиоактивное излучение.

Вычислим, например, частоту фотонов от распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$. Подстановка в выражение (8) $m_\Sigma = 1,192$, $m_\Lambda = 1,115$ даст $E_\gamma = 0,0745$ ГэВ, что соответствует частоте $\nu = 1,8 \cdot 10^{22} \text{ с}^{-1}$. Глаз же частоты выше 10^{15} с^{-1} уже не ощущает.

Так что с цветом частиц у нас ничего не вышло. Какова же мораль, как говорили в XIX веке? Или сухой остаток, как говорят в XX веке? Что мы узнали?

Во-первых, мы узнали, что при излучении света атомы становятся легче. Оно и понятно: свет уносит энергию, энергия эквивалентна массе.

Во-вторых, теперь ясно, что атом до излучения и атом после излучения — это разные частицы, все равно, как Λ^0 - и Σ^0 -гипероны в реакции $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$. Различия, конечно, не так велики, потому что и энергия фотонов меньше, но все же они реальны. Скажем, возбужденный гелий — инертный газ. Возбужденный — вступает в реакции.

Мы теперь не удивимся, если услышим, как Σ^0 -гиперон называют возбужденным состоянием Λ^0 -гиперона. Представление о том, что те или иные тяжелые частицы являются возбужденными состояниями более легких, иногда очень полезно и помогает устанавливать родство между элементарными частицами.

И еще мы убедились, что условие (4) — необходимое и достаточное условие того, что распад $0 \rightarrow 1 + 2$ произойдет, нуждается в оговорке. Если частицы 1 и 2 имеют массы покоя, то действительно $m_0 \geq m_1 + m_2$; если же, скажем, у частицы 2 нет массы покоя, то неравенство становится строгим:

$$m_0 > m_1.$$

Оно и понятно: при $m_0 = m_1 + m_2$ частицы 1 и 2 родятся неподвижными, а фотон стоять не может.

Эффект Мёссбауэра

И, наконец, следует запомнить и пятый вывод. Фотон, вылетая, уносит с собой не только энергию, но и импульс — у фотона импульс просто равен энергии $h\nu$. Сама частица Y получает равный импульс

$h\nu$ в обратную сторону — при излучении света атом испытывает отдачу. Отдача эта мала; энергия видимого света незначительна; скажем, при излучении желтого света с частотой $\nu = 5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ импульс отдачи атома

$$h\nu \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ ГэВ}.$$

Иное дело, когда распадается элементарная частица или наблюдается радиоактивный распад — там об этой отдаче забывать нельзя (в давешнем примере $P_{\text{отд}} = E_\gamma = 0,0745 \text{ ГэВ}$).

При радиоактивном γ -распаде идет реакция



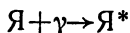
возбужденное ядро переходит из состояния с большей массой в состояние с меньшей массой, испуская фотон и само испытывая отдачу; энергия отдачи равна, как и обычно,

$$R = \frac{M_Y v_Y^2}{2} = \frac{P_{\text{отд}}^2}{2M_Y} = \frac{(h\nu)^2}{2M_Y}.$$

В нашем примере

$$R = (0,0745)^2 / (2 \cdot 1,15) \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}.$$

Становится ясно, почему в массе вещества этот фотон не захватывается немедленно другим, невозбужденным ядром. Ведь для осуществления обратного процесса



надо, чтобы ядро Y обладало в точности тем же (по величине и по направлению) импульсом, той же кинетической энергией R , что и ядро Y в реакции распада *). А ядра Y почти неподвижны, точнее, их скорости и энергии в обычном тепловом движении намного меньше, чем скорости и энергии, получаемые при отдаче. (Кинетическую энергию теплового движения ядер можно найти из соотношения $E = \frac{3}{2} kT$, где $k = 8,62 \cdot 10^{-14} \text{ ГэВ/градус}$ — постоянная Больцмана. При комнатной температуре эта энергия $E \approx 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ ГэВ}$; она много меньше, чем нужная нам величина R .)

А когда фотоны излучаются атомами, энергия отдачи атома много меньше энергии теплового движения: при частоте излученного света $\nu = 5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ энергия отдачи

*) Только тогда мы сможем удовлетворить законам сохранения энергии и импульса,

атома натрия (его масса примерно 22 ГэВ) равна

$$R = \frac{(hv)^2}{2M} = \frac{(4,14 \cdot 10^{-24} \cdot 5 \cdot 10^{14})^2}{2 \cdot 22} \approx 10^{-19} \text{ ГэВ};$$

а энергия теплового движения 10^{-11} ГэВ, поэтому среди бесчисленного множества атомов вполне могут найтись такие, которые обладают подходящим импульсом, равным импульсу отдачи излучившего атома, и свет поглотится.

Немецкий физик Мёссбауэр первый понял, что если ядра Y^* и Y связаны в узлах кристаллической решетки, то импульс фотона при распаде (9) иногда принимает на себя весь кристалл в целом. Масса кристалла очень велика, и все выглядит так, будто и Y^* и Y — это «частицы» неимоверно большой массы (равной массе кристалла). Ясно, что после γ -излучения подобная частица останется неподвижной. Для поглощения такого фотона тоже нужно, чтобы его импульс воспринял весь кристалл. Такое возможно, если энергия γ -кванта не слишком высока. И вот Мёссбауэр сообразил, что при радиоактивном γ -распаде ядер в кристалле будет происходить обратное поглощение фотонов в том же кристалле (или в другом, но из такого же вещества), все равно, как это бывает при излучении света атомами. И подтвердил это экспериментально. Чувствительность эффекта Мёссбауэра так велика, что когда кристалл-излучатель фотонов приподнимают на несколько метров над кристаллом-поглотителем, то поглощения уже не происходит: фотоны, падая, теряют свою потенциальную энергию, увеличивают частоту и попадают в ядра не с той энергией, какая нужна для процесса $Y + \gamma \rightarrow Y^*$. Этот опыт доказал (еще раз) представления Эйнштейна о том, что фотоны обладают массой движения, ничем не отличающейся от массы движения других частиц.

Глава II

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЕЖИКА

Когда частица распадается, будучи неподвижной, от ежика большого проку нет. Другое дело, когда распад происходит на лету. Конечно, мысленно мы можем последовать за частицей, и тогда она покажется

нам покоящейся и можно будет повторить все рассуждения гл. 9. Но не в наших силах заставить физические приборы следовать за частицей. Поэтому очень важно понимать, как выглядят распады для неподвижного наблюдателя. И не одной частицы, а множества однотипных частиц.

Для того чтобы открыть новую частицу, иногда достаточно зарегистрировать ее хотя бы **однажды**. Так случилось, например, с Ω -гипероном. Но **чтобы** изучить свойства частицы, одного наблюдения бывает мало. Большинство свойств удастся выяснить, только когда изучено множество превращений одного вида частиц. Эти свойства выступают как некоторое среднее свойство изученной совокупности частиц. Например, интересно бывает знать, куда чаще всего вылетают такие-то частицы в таком-то процессе или какую отдачу чаще всего испытывает протон в такой-то реакции, да и часто ли идет сама реакция.

Поэтому в кинематике элементарных частиц есть одна особенность, отличающая ее, скажем, от кинематики падения сосульки с крыши или кинематики полета ракеты на Луну,— она интересуется не только движением и распадом отдельных частиц, но и средними характеристиками распада множества однотипных частиц: сколько в среднем можно встретить частиц с данными энергиями или в данном направлении и т. д. Кинематика превращений и статистика превращений, вопросы «какова величина?» и «как часто?» шагают обычно рука об руку.

До сего времени мы, по существу, занимались кинематикой одного отдельного превращения. Нарисовав распадного ежика, мы впервые заговорили о том, как будет выглядеть, скажем, тысяча распадов $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$, если их свести в одну точку. Ничего интересного мы не увидели: обычный круглый ежик, показывающий, что возможны любые направления μ -мезона. Но вот когда распад происходит на лету, картина совсем меняется. Ежик импульсов преобразится: одни иглы станут короче, другие длиннее, в одних местах станут гуще, в других реже. Возникнут интересные задачи.

Выясним, как будет выглядеть множество распадов частицы O на частицы 1 и 2, если смотреть на эти распады, оставаясь неподвижным. Будем считать, что все частицы O имеют одинаковые по величине и направлению импульсы P (и, естественно, одну и ту же энергию E).

Решаем, не решая

Задачу можно решать по-разному. Можно прямо написать законы сохранения

$$\left. \begin{aligned} E_1 + E_2 &= E; \\ P_1 + P_2 &= P \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

и решать эти уравнения, учитывая инвариантность сочетаний $E^2 - P^2$. А можно и в обход. Мы, конечно, предпочтем обходный путь прямому, следуя пословице: «В объезд, так к обеду, а прямо — так, дай бог, к ночи».

Нас поведут преобразования Лоренца. Напомним их смысл и вид. Пусть в прежней системе отсчета (скажем, движущейся вместе с частицей О) импульс частицы (скажем, 1) был равен P^* , энергия E_1^* , продольная проекция импульса обозначалась P_{\parallel}^* , а поперечная *) P_{\perp}^* . Пусть в новой системе отсчета (скажем, лабораторной) те же величины обозначаются буквами без звездочек. Тогда поперечная проекция P_{\perp} не изменится:

$$P_{\perp} = P_{\perp}^*, \quad (2)$$

а продольная окажется линейной комбинацией величин

$$\begin{aligned} &P_{\parallel}^* \text{ и } E_1^*, \\ P_{\parallel} &= \gamma P_{\parallel}^* + \gamma v E_1^*. \end{aligned} \quad (3)$$

Энергия тоже выразится линейной комбинацией

$$E_1 = \gamma E_1^* + \gamma v P_{\parallel}^*. \quad (4)$$

Коэффициенты γ и γv в формулах (3) и (4) зависят только от скорости прежней системы относительно новой, т. е. в нашем случае от скорости частицы О. Они таковы:

$$\gamma = \frac{E}{m}; \quad \gamma v = \frac{P}{m}. \quad (5)$$

Первая дробь — это просто определение лоренц-фактора γ , вторая получается из первой, если вспомнить, что $v = P/E$.

И вот, вместо того чтобы решать уравнения (1) в неподвижной системе отсчета, можно сделать так: решить их в системе покоя частицы О (а это мы научились

*) Мы не ставим индекса 1 при импульсе P частицы 1, во-первых, для простоты, во-вторых, потому, что в системе покоя частицы О импульсы частиц 1 и 2 по величине одинаковы,

делать в гл. 9), найти импульсы частиц 1 и 2, а затем перевести эти импульсы в неподвижную систему по формулам Лоренца. Это несложная алгебраическая подстановка, т. е. решение системы (1) дается формулами (3) и (4), куда вместо E_1^* и $P_{||}^*$ надо подставить их значения из гл. 9.

Но, верные своей любви к геометрии, мы проделаем это решение графически. В системе покоя частицы О все решения изображаются точками на сфере радиусом P^* (концами иглол ежика импульсов). Нам достаточно пока изобразить лишь одно из сечений этой сферы — окружность большого круга (тоже радиуса P^*); координаты любой точки Q этой окружности равны длине продольной $P_{||}^*$ и поперечной P_{\perp}^* составляющих вектора импульса со стрелкой в точке Q . Взгляните, что преобразования Лоренца делают с этой окружностью. Если бы они имели вид

$$\begin{aligned}P_{\perp} &= P_{\perp}^*, \\P_{||} &= \gamma P_{||}^*,\end{aligned}$$

то они просто растянули бы ее по горизонтали в γ раз (вертикальная координата каждой точки осталась бы без изменения, а горизонтальная вытянулась бы в γ раз).

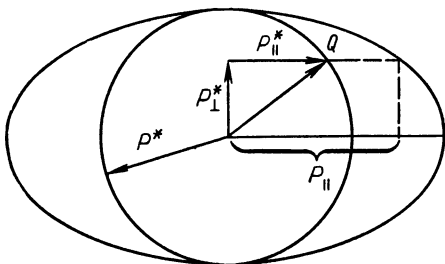


Рис. 27. Геометрический смысл первого члена формулы (3).
Окружность радиуса P^* растянули в эллипс.

Фигура, получаемая при растяжении окружности, — это эллипс (рис. 27). Но в формулах есть еще член $\gamma v E_1^*$:

$$P_{||} = \gamma P_{||}^* + \gamma v E_1^*.$$

Он увеличивает каждую растянутую горизонтальную координату на число $\gamma v E_1^*$. Но это число одинаково для всех точек окружности:

γ , v и E_1 зависят только от масс частиц m , m_1 , m_2 и от энергии частицы O , а все эти числа мы зафиксировали, когда сказали, что речь будет идти об определенной реакции распада и о частицах с определенным импульсом. Значит, слагаемое $\gamma v E_1^*$ просто переносит все точки эллипса на $\gamma v E_1^*$ вправо, т. е. весь эллипс как целое передвинется по сравнению с первоначальной окружностью вправо (рис. 28).

Итак, преобразования Лоренца превращают окружность в растянутый вправо-влево и затем сдвинутый

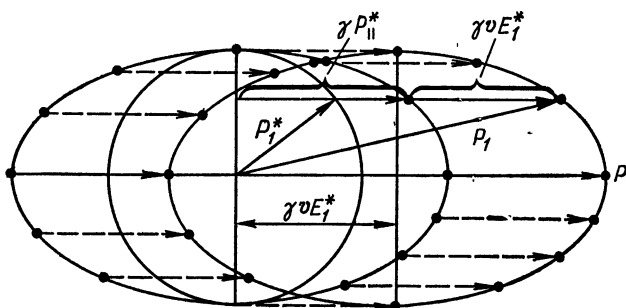


Рис. 28. Геометрический смысл формулы (3).
Эллипс сдвинули на $\gamma v E_1^*$.

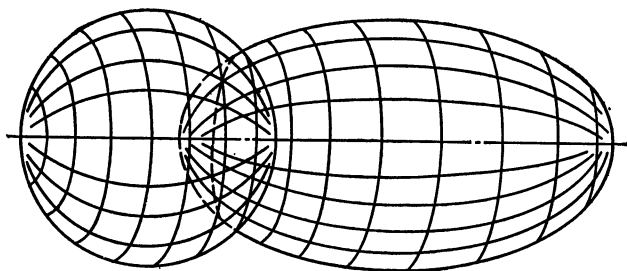


Рис. 29. Ежик распадов покоящейся (слева) и движущейся (справа) частицы.

вправо эллипс. Теперь закрутим окружность и эллипс вокруг оси P .

Окружность превратится в сферу (бывший ежик импульсов), а эллипс — в эллипсоид вращения (рис. 29). Это и есть преобразованный ежик импульсов частицы 1. Мы доказали, что геометрическое место концов вектора

импульса частицы 1, образующейся при распаде частицы O с фиксированным импульсом \mathbf{P} , есть эллипсоид вращения. Иными словами, если наблюдать, стоя на одном месте, множество распадов частицы O с одним и тем же (по величине и направлению) импульсом \mathbf{P} и мысленно совмещать точки распада, то импульсы частицы 1, взятые в совокупности, улягутся на эллипсоид

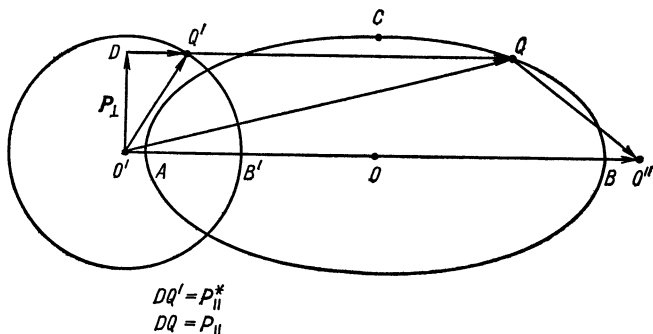


Рис. 30. Анатомия ежеиков с рис. 29.

вращения. Форма и расположение эллипсоида определяются только числами m , m_1 , m_2 и вектором \mathbf{P} . Давайте посмотрим, как именно.

Центр эллипсоида O смещен относительно центра сферы O' , как мы уже говорили, на $\gamma v E_1^*$ в направлении вектора \mathbf{P} . Так как $\gamma v = P/m$, а $E_1^* = \frac{m^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m}$, то (рис. 30)

$$\overrightarrow{O'O} = \frac{E_1^*}{m} \mathbf{P} = \frac{m^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m^2} \mathbf{P}. \quad (6)$$

Меньшая полуось эллипсоида была направлена поперек растяжения и поэтому не изменилась. Она равна P^* . Вы помните, что P^* — это высота треугольника на рис. 22. Убедитесь сами, что P^* дается формулой, похожей на ту, которая выражает высоту треугольника через его площадь и основание (следствие формулы Герона):

$$\begin{aligned}
 OC = P^* &= \\
 &= \frac{\sqrt{(m - m_1 - m_2)(m - m_1 + m_2)(m + m_1 - m_2)(m + m_1 + m_2)}}{2m}.
 \end{aligned} \quad (7)$$

Большая полуось, естественно, равна γP^* , ибо именно так растянулся горизонтальный радиус $O'B'$. Итак,

$$OB = \frac{E}{m} P^*. \quad (8)$$

По формулам (6), (7), (8) легко построить эллипс — сечение нашего эллипсоида. Каждая точка эллипса — это конец какого-то вектора импульса частицы 1.

Но как быть с частицей 2? Неужели заставить ежеиков размножаться? Можно, конечно, и так. Но можно обойтись и прежним эллипсом (см. рис. 30). Построим на рисунке вектор $\vec{O'O''}$, равный импульсу \mathbf{P} частицы 0. Проведем вектор $\vec{O'Q}$, равный импульсу \mathbf{P}_1 частицы 1. Соединим точку Q с точкой O'' . Чему равен вектор $\vec{QO''}$? Это такой вектор, который надо приложить к вектору \mathbf{P}_1 , чтобы получить вектор \mathbf{P} . Ясно, что это вектор \mathbf{P}_2 , импульс частицы 2. Итак, если в дополнение к эллипсу построить точку O'' , то направление и величину импульса частицы 2 можно тоже увидеть.

Как расположен эллипс по отношению к сфере? Всегда ли его левый край оказывается правее центра сферы, как на рис. 30? Нет, не всегда. Все зависит от

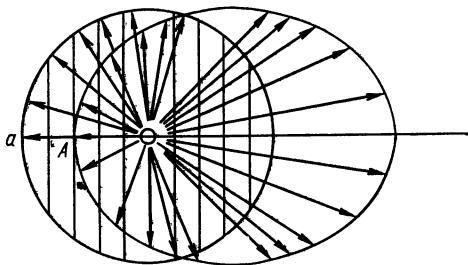


Рис. 31. Случай взаимного расположения двух ежеиков. Смысл вертикальных линий будет объяснен позже.

сочетания величин m_1, m_2, m, E (или P). При достаточно малых E сфера после преобразования Лоренца только чуть сместится и чуть растянется, так что точка A останется левее центра O' ! Ежик немного «отползет» и вытянется, но никто не будет сомневаться, что это ежик (рис. 31). По мере роста E эллипсоид вытягивается все больше, а вот насколько сильно он сдвигается, это за-

висит и от масс m , m_1 , m_2 . Скажем, если $m_1 = m_2 = 0$ (например, в распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$), то точка A ни при каких энергиях частицы O не перешагнет через точку O' . Распад π^0 -мезона на два фотона всегда изображается, как на рис. 31. Если же у частиц 1 и 2 есть массы покоя, то рано или поздно с увеличением энергии частицы O импульсы частицы 1 начнут ложиться на эллипсоид, расположенный так, как на рис. 32.

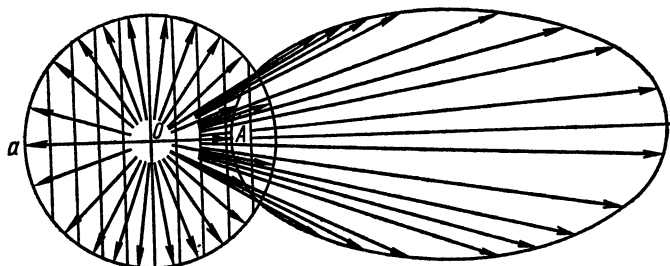


Рис. 32. Другой случай взаимного расположения ежиков.

На этом эллипсе нет стрелок, которые глядят назад. Даже те частицы, которые в системе покоя частицы O вылетали прямо назад (стрелка Oa), в лабораторной системе отсчета оказываются летящими вперед (стрелка OA). Частица O движется в лабораторной системе так быстро (а частица 1 в системе покоя O настолько медленно), что в итоге все частицы 1, куда бы они в системе покоя ни летели, оказываются завернутыми вперед. А то, что эллипсоид распада $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ изображается рис. 31, означает, что в этом распаде, как бы быстро ни мчался π^0 -мезон, всегда найдутся фотоны, летящие назад *).

И многие другие свойства распадов удастся представить ясно и четко, рисуя эллипсоиды импульсов. Построим эллипс для некоторого распада $O \rightarrow 1 + 2$ при определенном, заранее условленном импульсе частицы O (рис. 33). Давайте немного поработаем с этим эллипсом.

*) Не подумайте, что они летят от этого медленнее; нет, падает только величина их импульса, а скорость по-прежнему остается равной единице.

Задачи

Задача 1. Частица 1 вылетела при распаде под углом 12° к направлению частицы О. Каким должен быть ее импульс?

О т в е т. Проведем из O' луч под углом 12° (рис. 33). Он пересечет эллипс в двух точках Q_1 и Q_2 . Значит, под

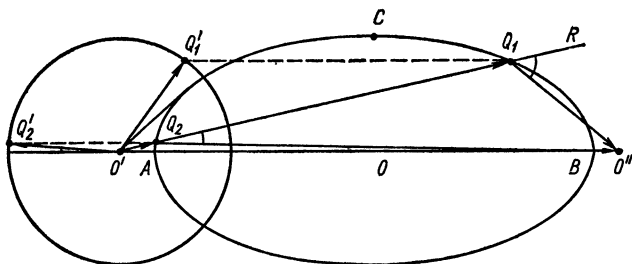


Рис. 33. Ежик для решения задач.

углом 12° мы заметим и медленные частицы с небольшим импульсом, численно равным отрезку $O'Q_2$, и быстрые, с большим импульсом, численно равным отрезку $O'Q_1$. Тот же вопрос при распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ (рис. 34) решается однозначно: каждому углу отвечает лишь один импульс.

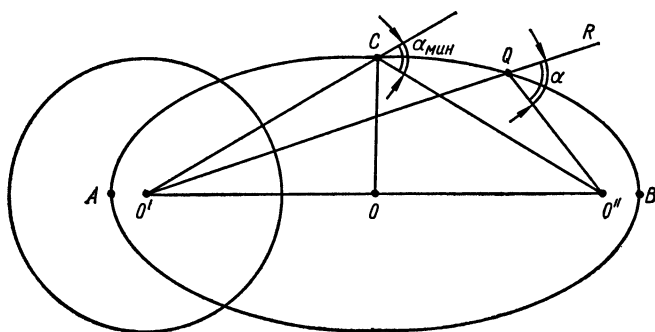


Рис. 34. Ежик распадов летящего π^0 -мезона.

Задача 2. Частица 1 вылетела под углом 12° . Каково было ее направление в системе покоя частицы О (см. рис. 33)?

О т в е т. Из точки Q_1 проведем горизонталь до пересечения с правой частью окружности в точке Q'_1 . Из

точки Q_2 проведем горизонталь до пересечения с левой частью окружности в точке Q'_2 . (При растяжении окружности в эллипс правая часть окружности перешла в правую часть эллипса, левая в левую.) Векторы $\vec{O'Q'_1}$ и $\vec{O'Q'_2}$ дадут искомые направления.

Задача 3. Под каким наибольшим углом могут вылететь частицы 1 при распаде, изображаемом эллипсом на рис. 33?

Ответ. Проведем касательную к эллипсу из точки O' . Ее угол с осью P примерно равен 43° . Это и есть наибольший возможный угол вылета частицы 1.

Задача 4. При каком условии у частицы 1 появится предельный угол вылета?

Ответ. Когда отрезок $O'O$ станет больше, чем AO .

Так как $O'O = \frac{E_1^*}{m} P$, а $AO = \frac{E}{m} P^*$, то это сводится к $E_1^* P \geq EP^*$ или к $P^*/E_1^* \leq P/E$. А отношение импульса к энергии — это скорость. Итак, предельный угол у частицы 1 возникает тогда, когда скорость частицы O в лабораторной системе отсчета превысит скорость частицы 1 в системе покоя частицы O :

$$v > v_1^*. \quad (9)$$

Чем больше скорости, тем больше лоренцевы факторы, поэтому формулу (9) можно заменить равнозначным (но часто более удобным) неравенством

$$\gamma > \gamma_1^*.$$

Импульсному ежику под силу и другого типа задачи: «Сколько частиц имеет такой-то импульс? такой-то угол?» Или: «Как часто встречается такое-то и такое-то свойство?». Надо только помнить, что когда спрашивают, например, «сколько часто встречается угол 10° ?», то имеется в виду «угол, близкий к 10° », т. е. например, углы от 9° до 11° или от $9,9^\circ$ до $10,1^\circ$ *).

Чтобы решать такие задачи, надо знать свойства распада покоящейся частицы O . Надо знать, под какими углами чаще всего вылетает частица 1, когда ча-

*) Ширина интервала углов не очень важна; ее фиксируют, руководствуясь физическим смыслом. Например, если погрешность наших измерений $\pm 1^\circ$, то бессмысленно брать интервал углов меньше градуса; или если какой-нибудь наблюдаемый нами пик имеет ширину $0^\circ,5$, то интервал надо взять хотя бы в $0^\circ,2$, иначе мы просто ничего не заметим,

стица O покоится, т. е. какова густота иголок в разных местах поверхности круглого ежика. Например, ежик может быть изотропный. У изотропного ежика со всех сторон иголок поровну. Слово «изотропный» значит «одинаковый во все стороны». Если же с одной стороны иголочки растут погуще, с другой пореже, это уже не изотропный ежик. Распад неподвижной частицы часто бывает изотропным. Это значит, что у ее ежика на равные площади сферы приходится равное число иголок, где бы эти площадки на нем ни рисовать.

Если известно распределение иголок круглого ежика, легко рассчитать, как распределятся иглы на ежике продолговатом. Ведь «бегущий» ежик (ежик импульсов движущейся частицы) получается преобразованием «спящего» ежа. Как преобразуется каждая иголочка (каждый импульс), мы знаем, — значит, сможем представить, как они лягут, если преобразовать их все вместе, — лишь бы знать, как они лежали до преобразования.

Посмотрим, как это делается. Прежде всего нарисуем круглый ежик, у которого во все стороны иголок поровну. Вы думаете это рис. 35? Нет, ведь ежик не круг, а шар, мы только рисуем его в виде круга. Дуги AB и CD одной величины, но если их завертеть вокруг оси OO' , то площади описанных ими шаровых поясов окажутся разными. А мы хотим — если распад изотропен, — чтобы равное число иголок пришлось на равные площади поясов. Надо для этого мысленно нарезать сферу параллельными взмахами ножа на ломти одной толщины. Тогда действительно в каждый ломоть попадет одинаковое число импульсов, например в среднем по одному. Потому что поверхность шарового слоя — так учит нас стереометрия — равна длине окружности большого круга, умноженной на толщину слоя. И если толщины слоев одинаковы, то одинаковы и их площади. Итак, чтобы изобразить изотропный распад стрелками на круге, надо разрезать на равные части не окружность круга, а его

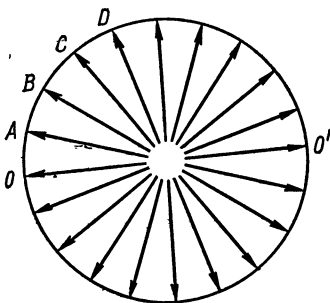


Рис. 35. Лжеизотропный ежик.

поперечник (см. рис. 31 и 32) и провести по стрелке в каждую полученную дугу (можно и по 100 стрелок, но только тогда на рисунке ничего нельзя будет понять, так что лучше по стрелке).

Теперь перенесем все эти иголки по прежнему правилу на эллипс и получим общее впечатление о густоте иголок у бегущего ежика (см. рис. 31 и 32). А можно ли точно рассчитать, скажем, какой процент всех частиц попадет вперед, в угол α ? Это нетрудно: перенесем точку M на окружность (рис. 36). Отношение поверхности

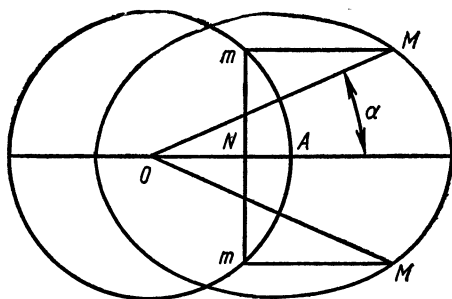


Рис. 36. К задаче о числе частиц, летящих в данный конус.

шарового сегмента mAm к поверхности шара даст искомый процент:

$$\% = \frac{2\pi R \cdot NA}{2\pi R \cdot 2R} = \frac{NA}{2R} (\times 100\%).$$

А сейчас решим задачу поинтереснее.

Задача 5. Докажем, что иголки у ежика гуще всего растут под предельным углом.

Решение. Нам предлагается доказать, что если у частицы 1 есть предельный угол, то чаще всего в лабораторной системе отсчета она оказывается летящей под углом, близким к предельному.

Проведем касательную к эллипсу (рис. 37). Ее угол с осью эллипса — это предельный угол. Проведем секущую, образующую с касательной малый угол β , и, отступив на β , — еще одну секущую. Телесные углы, вырезаемые этими близкими конусами, примерно равны *).

*) Речь идет о конусах и о телесных углах, образуемых вращением фигур $QO'Q_1$ и $Q_1O'Q_2$ вокруг оси $O'O''$.

Но посмотрим, в каком из них окажется больше иголок. Перенесем точки Q_1, R_1, Q_2, R_2 с эллипса на окружность. В конус $QO'Q_1$ полетят частицы, которые в системе покоя частицы O вылетели в конус $Q'_1O'R'_1$; в конус $Q_1O'Q_2$ — вылетевшие в конусы $R'_1O'R'_2$ и $Q'_1O'Q'_2$. Первый конус несравненно шире вторых двух просто потому, что направление секущей $O'R_1Q_1$ близко к направлению дуги

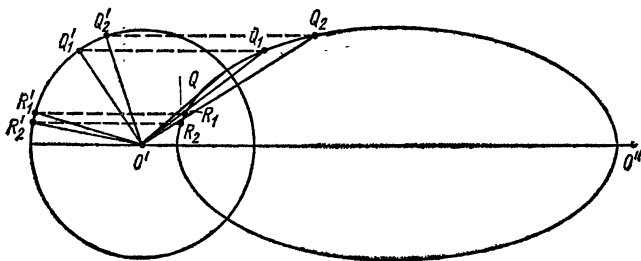


Рис. 37. К задаче о свойствах предельного угла.

R_1QQ_1 в точке касания. Мы доказали то, что хотели: чаще всего в распадах встречаются частицы, вылетевшие под углом, близким к предельному.

Задача 6. Докажем, что если в реакции $\pi + p \rightarrow p + X$ частица X тяжелее π -мезона, то, какова бы ни была энергия π -мезона, у протона p всегда есть предельный угол вылета в лабораторной системе отсчета.

Доказательство. Представим эту реакцию в виде $\pi + p \rightarrow O \rightarrow p + X$, т. е. будем считать, что сначала π и p сливаются в одну частицу O с энергией $E_0 = E_\pi + m_p$ и импульсом P_π , а затем частица O с массой

$$m_0 = \sqrt{E_0^2 - P_\pi^2} = \sqrt{m_\pi^2 + m_p^2 + 2E_\pi m_p}$$

распадается на частицы с массами m_p и m_X . Энергия частицы p в системе покоя частицы O

$$E_p^* = \frac{m_0^2 + m_p^2 - m_X^2}{2m_0}.$$

Если мы хотим доказать, что у протона есть предельный угол вылета, нужно (см. задачу 4) показать, что релятивистский фактор частицы O в лабораторной системе отсчета больше релятивистского фактора протона p в системе покоя частицы O . По определению релятиви-

стского фактора (см. гл. 4).

$$\gamma_0 = \frac{E_0}{m_0}, \quad \gamma_p^* = \frac{E_p^*}{m_p}.$$

Вычислим, чему равна разность

$$\begin{aligned} \gamma_0 - \gamma_p^* &= \\ &= \frac{E_0}{m_0} - \frac{E_p^*}{m_p} = \frac{E_0}{m_0} - \frac{m_0^2 + m_p^2 - m_X^2}{2m_0m_p} = \frac{2E_0m_p - m_0^2 - m_p^2 + m_X^2}{2m_0m_p}. \end{aligned}$$

Подставим сюда E_0 и m_0^2 :

$$\gamma_0 - \gamma_p^* = \frac{2(E_\pi + m_p)m_p - (m_\pi^2 + m_p^2 + 2E_\pi m_p) - m_p^2 + m_X^2}{2m_0m_p}.$$

Если раскрыть скобки и привести подобные члены, останется

$$\gamma_0 - \gamma_p^* = \frac{m_X^2 - m_\pi^2}{2m_0m_p}.$$

По условию $m_X > m_\pi$, значит, и $\gamma_0 > \gamma_p^*$. Стало быть, рождение тяжелой частицы вынуждает протон отскочить под острым углом.

Если сопоставить это с результатами предыдущей задачи, то станет ясно, что в реакции $\pi + p \rightarrow p + X$ ловушку протонов лучше всего поставить под предельным углом вылета. Именно туда он охотнее всего отскочит, если $m_X > m_\pi$. Величина предельного угла определяется энергией π -мезона и массой ожидаемой частицы X . В гл. 13 мы еще вернемся к этому разговору.

Задача 7. Частица 1 вылетела под углом 12° . Каков ожидаемый угол между частицами 1 и 2 (см. рис. 33)?

О т в е т: Искомый угол равен либо углу RQ_1O'' , либо углу Q_1Q_2O'' (два ответа).

Открытие π^0 -мезона

Задача 8. π^0 -Мезоны с импульсом P распадаются на два фотона. Всякие ли углы между фотонами возможны?

О т в е т. Эллипс импульсов для распада $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ имеет вид, как на рис. 34. В самом деле (проверьте!), радиус окружности $R^* = m_\pi/2$, большая полуось $OB = \frac{E}{m_\pi} \cdot \frac{m_\pi}{2} = \frac{E}{2}$, вектор $\vec{O'O''}$, как всегда, равен \mathbf{P} , так что $OO'' = O'O = P/2$. Импульс P всегда меньше энергии E ,

и поэтому O' и O'' непременно окажутся внутри эллипсоида ($OO'' < OB$) *). Угол RQO'' — это интересующий нас угол α между фотонами. Когда точка Q совпадает с B , то $\alpha = 180^\circ$. По мере движения Q влево угол α уменьшается и в точке C достигает минимума. Итак, не всякие углы (скажем, угол 0°) между фотонами возможны.

Чему же равен наименьший возможный угол? Посмотрите на треугольник $O'CO''$. Он равнобедренный, его внешний угол при вершине равен сумме углов при основании. Значит, угол $CO'O = \alpha_{\text{мин}}/2$. Тогда

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha_{\text{мин}}}{2} = \frac{CO}{OO'} = \frac{P^*}{OO'} = \frac{m_\pi/2}{P/2} = \frac{m_\pi}{P}.$$

Итак,

$$\alpha_{\text{мин}} = 2 \arctg \frac{m_\pi}{P}. \quad (10)$$

Попробуйте получить еще формулу $\cos \frac{\alpha_{\text{мин}}}{2} = v_\pi$, где v_π — скорость π -мезона.

Это свойство фотонов при распаде π^0 -мезона не разлетаться слишком тесными парами позволило впервые

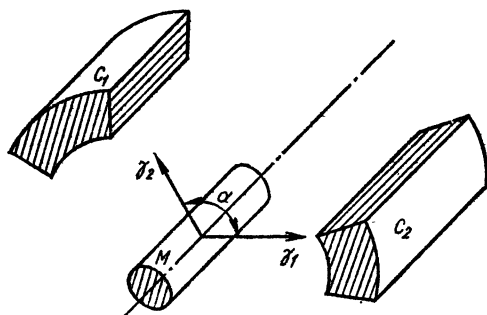


Рис. 38. Открытие π^0 -мезона.

Штрих-пунктир — пучок фотонов высокой энергии; в мишени M рождались π^0 -мезоны, C_1 и C_2 — счетчики, регистрировавшие фотоны от распада π^0 -мезона; плоскость двух счетчиков и мишени перпендикулярна оси пучка.

доказать, что частица π^0 -мезон действительно существует. В условиях, когда предполагаемые π^0 -мезоны имели примерно один и тот же импульс и распадались все в одной точке, из точки их распада рассыпался во все стороны снап фотонов (рис. 38). Они регистрировались двумя счетчиками. Одновременный щелчок обоих

*) Можно доказать, что O' , O'' — фокусы эллипсоида.

счетчиков означал, что оба фотона вылетели в одно время, т. е. родились от одного π^0 -мезона. Когда начали сводить счетчики ближе друг к другу, то начиная с некоторого угла одновременные щелчки резко пошли на убыль. По величине этого угла, используя формулу (10), подсчитали массу невидимого источника пар фотонов. Она оказалась близкой к массе π^+ - и π^- -мезонов. Так к π^+ - и π^- -мезонам присоединился π^0 -мезон.

Новый способ решения систем уравнений

Задача 9. Решить систему уравнений

$$\sqrt{x^2 + m_1^2} + \sqrt{y^2 + m_2^2} = E, \quad (11)$$

$$x + y = P. \quad (12)$$

Решение. Если x и y считать импульсами двух частиц 1 и 2, то $\sqrt{x^2 + m_1^2}$ и $\sqrt{y^2 + m_2^2}$ можно считать их энергиями. Тогда уравнение (11) выражает сохранение энергии в распаде, а уравнение (12) — сохранение импульсов при распаде на две частицы, летящие в одну сторону. Масса частицы O известна: $m = \sqrt{E^2 - P^2}$. Ничто не мешает нам поэтому по числам m, m_1, m_2, P, E начертить окружность и эллипс. Пусть это будет эллипс с рис. 34. Тогда $x = O'A$, а $y = AO''$ — это одно решение; другое решение $x = O'B$, $y = BO$. Как видите, для решения нужен не весь эллипс, а его крайние точки A и B . Выразите сами x и y аналитически (аналитические формулы для $OA = OB$ и $O'O$ вам известны). Если бы эллипс оказался, как на рис. 33, задача не имела бы положительного решения (там $P = x - y$). Пользуясь этим, исследуйте решение на положительность.

Эта последняя задача показывает, что, зная преобразования Лоренца, можно решать и чисто алгебраические школьные задачи. На самом деле здесь графический способ ни при чем, систему (11)–(12) можно решить и без него: сделать преобразование Лоренца системы (11) — (12) в систему покоя частицы O , решить уравнения (1) в этой системе и сделать обратное преобразование Лоренца.

Таким образом, на примере решения обыкновенной школьной системы уравнений видно, как в теоретической физике порой умудряются решать уравнения, не решая их. Для этого мы придали физический смысл ве-

личинам, входящим в систему (11), (12), потом вспомнили свойства этих величин (в данном случае — как они меняются при преобразованиях Лоренца) и написали сразу ответ, опираясь на известные нам физические законы.

Попробуйте придумать сами другие сходные системы уравнений, решаемые на основе физических соображений. В задачах в конце книги приведены некоторые более сложные примеры такого рода.

Г л а в а 12

РАССКАЗ О ТОМ, КАК π^0 -МЕЗОН БЫЛ НАЙДЕН В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Дело происходило в 1950 г. К тому времени уже существовало мнение, что третий член семейства π -мезонов — π^0 -мезон — находится где-то в бегах, и если его как следует поискать, то он отыщется. Догадывались, что он распадается на два фотона и что обилие электронов и позитронов в космических лучах объясняется как раз обилием фотонов от π^0 -мезона: фотоны, пролетая близ ядер, вызывают к жизни множество электрон-позитронных пар.

Многие физики принялись в ту пору за дело. Не надеясь увидеть неуловимый π^0 -мезон вочию, они пытались отыскать такие свойства его распадов на фотоны, которые бы со всей очевидностью привели к выводу, что источник фотонов — это именно π^0 -мезон. И почти одновременно несколько групп сообщили о результатах своих опытов, после которых сомнений в существовании π^0 -мезонов больше не осталось. Кинематическую идею одного опыта мы изложили в задаче 8 гл. 11.

Но гораздо интереснее кинематическая идея другого опыта. Он был выполнен тремя физиками, которые подняли на аэростате на высоту 21 км фотопластинки, регистрировавшие фотоны от распада π^0 -мезонов. Существование π^0 -мезонов в космических лучах удалось доказать, измеряя только энергии отдельных, разрозненных фотонов. Если бы удалось увидеть сразу пары фотонов, то убедиться в существовании π^0 -мезонов ничего не стоило бы. Но нужно было немало остроумия, чтобы открыть π^0 -мезон, измеряя энергию только одного фотона при распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$, не зная, есть ли где-нибудь второй, и не интересуясь направлениями ни замеченного фотона, ни невидимого π^0 -мезона.

«Кинематика для бедняков»

Попробуем разобраться в этом. Рассказ будет долгим, потому что мы вступили в новую для нас область кинематики — назовем ее «кинематикой для бедняков». Если вы в состоянии измерять импульсы и направления всех участвующих в превращении частиц, она вам не нужна. Но если вы способны замечать лишь часть появляющихся частиц, если вы можете измерять только углы, не зная энергий, или только энергии, не зная углов, — в таких условиях особенно трудно открыть что-то, и здесь закономерности кинематики оказывают неоценимую услугу физике. Это самая интересная часть кинематики, многого мы в ней еще не знаем, а то, что знаем, всегда выглядит очень красиво *).

Изотропность распада

Для начала вспомним, что под изотропностью распада понимают одинаково частый во всех направлениях распад. Изотропность распада, как мы

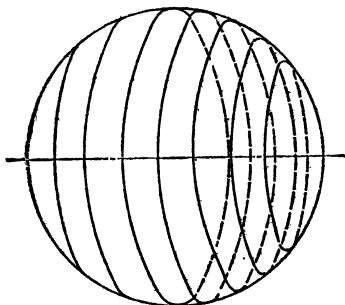


Рис. 39. К понятию изотропности.

Так можно разрезать шар на части с одинаковой поверхностью.

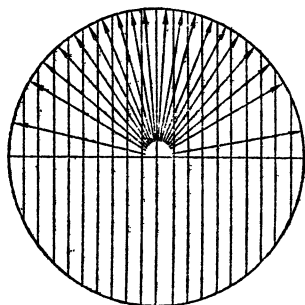


Рис. 40. Изотропный распад.

Ежик импульсов разрезан на части, в каждой из них окажется одинаковое число импульсов; из рисунка видно, что в изотропном распаде все значения продольных составляющих импульсов встречаются в среднем одинаково часто.

знаем, выражается в том, что попадание импульса в слой одинаковой толщины (на сфере импульсов) случается одинаково часто (рис. 39).

*) В опыте гл. 11 (задача 8), тоже работала «кинематика для бедняков»: π^0 -мезон был открыт без измерения энергии фотонов.

Когда искали π^0 -мезон, то уже было ясно, что распад его на фотоны должен происходить изотропно. Отсюда следовал интересный вывод. Начертим сферу импульсов для распада покоящихся π^0 -мезонов. У всех фотонов, попадающих в данный узкий слой, продольная составляющая импульса одна и та же — это просто расстояние слоя от центра сферы. Следовательно, изотропность распада означает и то, что любые продольные составляющие импульсов встречаются одинаково часто (рис. 40).

Что будет, если у всех π^0 -мезонов импульсы одинаковы и равны P ? Тогда энергия одного из фотонов (1) будет даваться формулой Лоренца

$$E_1 = \gamma E_1^* + \gamma v P_{\parallel}^*. \quad (1)$$

В эту формулу входят (см. задачу 8 из гл. 11) фиксированные числа

$$\gamma = \frac{E}{m_{\pi}}, \quad E_1^* = \frac{m_{\pi}}{2}, \quad \gamma v = \frac{P}{m_{\pi}}. \quad (2)$$

От распада к распаду меняется только продольная составляющая импульса фотона. Но мы видели, как она меняется: любые допустимые ее значения встречаются одинаково часто. Значит, и любые значения энергии E_1 фотона 1 должны встретиться одинаково часто. Ведь E_1 получается из P_{\parallel}^* умножением на постоянное число и добавлением другого постоянного числа:

$$E_1 = \frac{E}{2} + \frac{P}{m_{\pi}} P_{\parallel}^*. \quad (3)$$

Составляющая P_{\parallel}^* меняется от $-m_{\pi}/2$ до $m_{\pi}/2$ (радиус сферы $m_{\pi}/2$), и в этих пределах имеются одинаковые шансы встретить любое значение P_{\parallel}^* . Значит, энергия E_1 меняется в пределах от $(E-P)/2$ до $(E+P)/2$ (подставьте в уравнение (3) крайние значения P_{\parallel}^*), и опять в этих пределах можно с одинаковой вероятностью ожидать любое значение энергии.

Мы доказали важную теорему (верную не только при распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$): если частицы в покое распадаются изотропно и если их импульсы одинаковы по величине, то все возможные энергии частиц, возникающих при распаде, равновероятны. Границы, в которых меняется энергия фотонов, зависят от E и P — энергии и импульса π^0 -мезонов.

Отсюда следует такой практический рецепт поиска π^0 -мезона: если импульс P π^0 -мезона фиксирован, то измеряем энергию фотонов и накапливаем побольше таких измерений. Затем умножаем энергию самого «энергичного» из встреченных фотонов (ее ожидаемое значение близко к $(E+P)/2$) на энергию самого «ленивого» (она окажется близко к $(E-P)/2$) и получим $m_\pi^2/4$, т. е. узнаем массу π^0 -мезона. Значит, обнаружить π^0 -мезон можно, наблюдая только по одному фотону от каждого распада и не интересуясь их направлением.

К сожалению, при наблюдении космических лучей нет таких идеальных условий. Там нельзя надеяться, что у всех π^0 -мезонов будет одна и та же энергия. Как же быть? Попробуем справиться и с этим.

Мы только что сказали, что если бы энергия E у космических мезонов была у всех одинакова, то среди фотонов одинаково часто встретились бы любые значения энергии от $(E - P)/2$ до $(E + P)/2$. Если по горизонтали

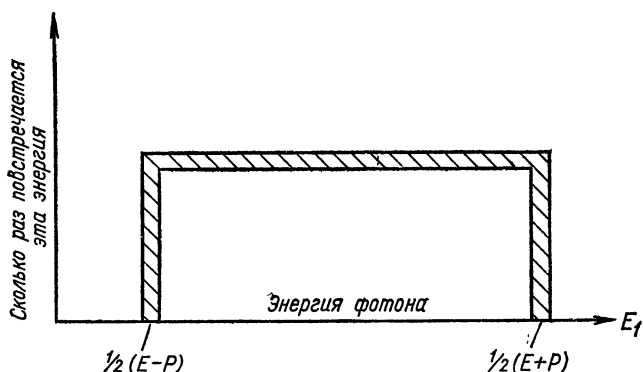


Рис. 41. Зависимость числа фотонов от их энергии.

Все значения энергии фотона от $(E-P)/2$ до $(E+P)/2$ равновероятны.

отложить энергию фотона, по вертикали — число фотонов с такой энергией, то шансы встретить любые энергии будут равны. Зависимость числа фотонов от их энергии представлена на рис. 41 (график этот напоминает футбольные ворота). Если бы среди космических мезонов попались мезоны какой-то другой энергии E' , то зависимость числа рождаемых ими фотонов от энергии фотонов изобразилась бы другими воротами, столбы которых стояли бы в точках $(E'-P')/2$ и $(E'+P')/2$. И так далее.

Все мезоны в космических лучах можно разбить на группы, обладающие близкими энергиями, и каждая группа породит фотоны в определенном интервале энергий, причем в этом интервале все энергии встретятся одинаково часто. Получится множество ворот разной ширины и местоположения, как будто каждая группа π^0 -мезонов с близкими энергиями придерживается своих правил и ставит на космическом футбольном поле свои ворота (рис. 42).

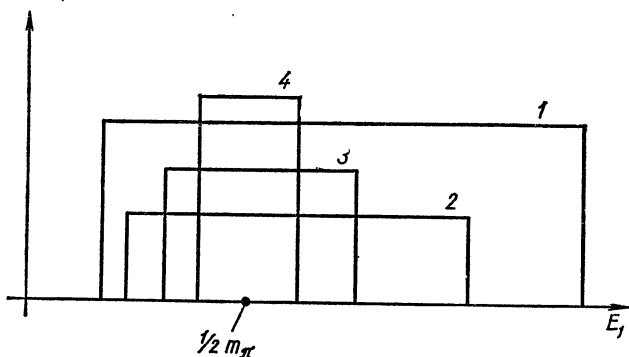


Рис. 42. Случай разных энергий.

Четверо ворот, отвечающих четырем воображаемым группам π^0 -мезонов (площади ворот пропорциональны численности каждой группы).

Интересно, что сколько бы таких ворот ни поставить на оси энергий фотонов, у них всегда найдется хотя бы одна общая точка. Если нападающий пробьет в точку $E_1 = m_\pi/2$, он наверняка попадет сразу во все ворота всех команд. Ведь $m_\pi/2$, мы видели, — среднее геометрическое между положениями столбов ворот любой команды и, как среднее, окажется между столбами, а не извне.

Это очень важно. Мы тем самым доказали, что если отовсюду сыплются π^0 -мезоны всевозможных энергий, то среди фотонов чаще всего будут попадаться экземпляры с энергией $m_\pi/2$. Другие энергии встретятся не так часто: всегда можно указать такие импульсы π^0 -мезонов, что фотоны с этими энергиями появиться не смогут *).

*) Это и понятно: пределы, в которых заключены возможные энергии фотонов, рождаемых π^0 -мезоном с энергией E , обладают интересным свойством: чем больше E , тем верхний предел больше, а нижний меньше. При $E = m_{\pi^0}$ нижний и верхний пределы равны $m_{\pi^0}/2$. А затем с ростом E левая стойка ворот сдвигается влево и только влево, правая, наоборот, только вправо.

А уж фотоны с энергией $m_\pi/2$ могут родиться от любых π^0 -мезонов, даже покоящихся (см. формулу (10) из гл. 9). Вот вам первый способ доказать, что в космических лучах есть π^0 -мезоны, — посмотреть, какая энергия встречается чаще всего у космических фотонов. Оказалось, что 0,07 ГэВ (рис. 43). Значит, масса источника фотонов 0,14 — как раз масса π^+ - или π^- -мезона.

Но есть и более точный способ. Если бы среди космических π^0 -мезонов присутствовали мезоны только четырех различных энергий $E^{(1)}, E^{(2)}, E^{(3)}, E^{(4)}$, то от каждой энергии возникли бы свои ворота 1, 2, 3 и 4, ширина которых определяется величиной E , а площадь —

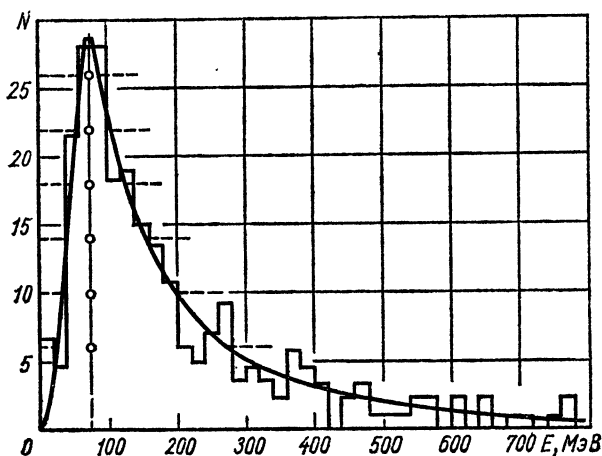


Рис. 43. Обнаружение π^0 -мезонов в стратосфере.

Ступенчатая линия показывает, сколько часто на высоте 21 км встречались фотоны той или иной энергии. По горизонтальной оси отложена энергия фотонов в МэВ — тысячных долей ГэВ, по вертикали — число случаев; плавная линия — сглаженная ступенчатая; максимум пришелся на 0,07 ГэВ.

количеством мезонов с таким E . Если подсчитать, сколько раз встретится та или иная энергия фотона, мы не получим, конечно, четырех кривых 1, 2, 3 и 4, а получим их сумму — такую мексиканскую ступенчатую пирамиду (рис. 44). Если ворот не четыре, а множество, пирамида превратится в гору — непрерывную плавную кривую, верхушка ее будет в точке $E_1 = m_\pi/2$, но сейчас нас интересуют края этой горы. Мы знаем, что плавный подъем к верхушке — это косо стесанные края

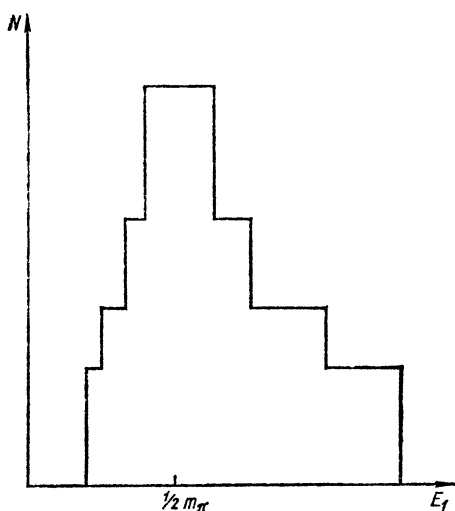


Рис. 44. Суммарное распределение фотонов в четырех группах π^0 -мезонов.

Крутизна подъема на эту пирамиду зависит от числа π^0 -мезонов с соответствующей энергией.

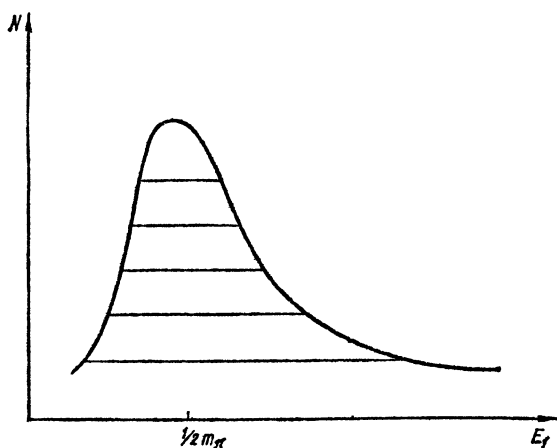


Рис. 45. Предельный спектр фотонов при увеличении числа групп.

Крутизна подъема на эту гору зависит от числа π^0 -мезонов с соответствующей энергией.

ворот, которые мы взгромодили друг на друга. А положение краев связано с $m_\pi/2$ формулой

$$\sqrt{\text{левый край} \times \text{правый край}} = \frac{m_\pi}{2}. \quad (4)$$

Как видим, опять масса π -мезона выражается в терминах, ласкающих сердце футбольного болельщика. Измерив частоту разных встретившихся нам энергий космических фотонов, надо начертить по этим данным график (частота как функция энергии), рассеять получившуюся «гору» несколькими горизонталями (рис. 45),

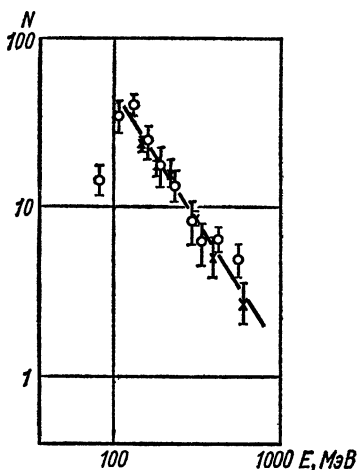


Рис. 46. Спектр энергий π^0 -мезонов в стратосфере.

Из того же опыта в стратосфере взята кривая, показывающая, сколько π^0 -мезонов той или иной энергии встречается на высоте 21 км; кружки — результаты измерения крутизны склонов (см. рис. 43) с их погрешностями; по горизонтальной оси отложена энергия E π^0 -мезонов в МэВ, по вертикальной — число случаев N .

измерить место их пересечения со склонами, попарно эти координаты перемножить, извлечь корень и взять среднее по всем сечениям. Получим уточненное значение половины массы источника фотонов — уточненное потому, что в расчетах участвуют не только чаще всего встречающиеся энергии фотонов, но все энергии и подряд.

А что еще можно выяснить, произведя топографические съемки этой вершины? Вспомните, что гора получилась из пирамиды. Каждая ее ступенька возникает от π^0 -мезонов определенной энергии (точнее, от фотонов, созданных π^0 -мезонами определенной энергии). Одни ступеньки высокие — это значит, что

π^0 -мезонов с такой энергией много. Другие низкие — это значит, что π^0 -мезонов с такой энергией мало. Значит, и в сглаженной пирамиде (горе) по крутизне склона можно узнать, сколько было π^0 -мезонов с такой энергией. И действительно, измерив крутизну горы через равные промежутки, исследователи узнали, сколько π^0 -мезонов, с какой энергией появляется в космических лучах

(рис. 46). Энергию подсчитали, проведя на чертеже горы среднюю линию: среднее арифметическое координат краев ступеньки давало половину энергии π -мезона, подобно тому как их среднее геометрическое давало половину массы.

Опыт этот сейчас забыт: началась эра ускорителей, и экзотика высокогорных космических станций, подъемов на аэростатах и пр. уже не так интересует физиков; им нужны контролируемые и воспроизводимые условия опыта. Но это открытие — триумф кинематики, так изящен и математически чист полученный результат. Конечно, на фоне то и дело возникающих новых физических теорий, которые проникают в самую глубь динамики взаимодействий, замахиваются на кардинальные проблемы физики, — на этом фоне успехи кинематики кажутся скромными. Физикам не очень интересны законченные, абсолютно верные теории и выводы, полученные с их помощью. Их интересуют спорные проблемы, необъясненные факты, границы, за которыми установленные законы перестают действовать, — именно там скрывается еще не познанное. Но при изучении истории науки то и дело попадают самоцветы, которые наполняют сердце ученого гордостью за свою науку. Таковы рассуждения Сади Карно о тепловых машинах или открытие и объяснение эффекта Мёссбауэра. Таково и открытие π^0 -мезона в космических лучах.

Цвет движущихся атомов

Все, что мы говорили только что о π^0 -мезонах и фотонах, можно отнести и к атомам и излучаемому ими свету. Там это явление — зависимость энергии фотона от того, в какую сторону по отношению к движению излучателя он вылетел, — давно известно. Только там говорят не об энергии фотона, а о частоте света, а явление называют эффектом Доплера. Когда свет от движущегося атома излучается туда, куда движется сам атом, то его частота в неподвижной системе отсчета кажется выше, если в обратную сторону, то ниже. Цвет у движущегося атома (если пользоваться языком гл. 10) не тот, что у неподвижного, и спереди иной, чем сзади. Атом, как гамадрил: спереди фиолетовый, сзади красный.

Формула преобразований Лоренца для фотонов

$$E_1 = \gamma E_1^* + \gamma v P_{\parallel}^* \quad (1)$$

это формула эффекта Доплера. Энергия фотонов E_1^* , испускаемых покоящимся атомом, равна их импульсу P^* . Кроме того, энергия фотона связана с частотой света формулой $E_1^* = P^* = h\nu^*$. Когда фотон вылетает (в системе покоя атома) под углом θ^* к направлению движения, то $P_{\parallel}^* = P^* \cos \theta^* = h\nu^* \cos \theta^*$. Формула для частоты света, видимого в лабораторной системе отсчета, примет вид

$$\nu = \nu^* (\gamma + \gamma v \cos \theta^*).$$

Вспомним, что такое γ , и получим, что спереди ($\theta^* = 0$) атом будет казаться испускающим свет частоты

$$\nu_{\text{макс}} = \nu^* \sqrt{\frac{1+v}{1-v}}, \quad (5)$$

а сзади — свет частоты

$$\nu_{\text{мин}} = \nu^* \sqrt{\frac{1-v}{1+v}}. \quad (6)$$

Пусть перед нами раскаленный газ, атомы которого (в своей системе покоя) испускают свет одной частоты ν^* , но движутся во всевозможных направлениях с одной и той же скоростью v . Тогда мы вместо частоты ν^* увидим свет всех частот от $\nu_{\text{мин}}$ до $\nu_{\text{макс}}$, причем все частоты будут встречаться одинаково часто (вспомните футбольные ворота). Если же в газе будут попадаться атомы всех скоростей, то чаще всего встретится нам свет частоты ν^* , потому что при любых скоростях $\nu^* = \sqrt{\nu_{\text{мин}} \cdot \nu_{\text{макс}}}$.

Но в обычном раскаленном газе расплывание частоты ничтожно. Скорости v атомов газа настолько меньше единицы, что практически даже в глубине Солнца, где температура T около 10 миллионов градусов, скорости v равны $0,0016^*$), что отвечает такому же относительному сдвигу частоты. Чтобы от движения атомов свет газа расплылся на октаву вправо и влево ($\nu_{\text{макс}} : \nu^* : \nu_{\text{мин}} = = 2 : 1 : 1/2$), T газа должна достичь $4 \cdot 10^{13}$ градусов!

То, что не под силу светящемуся газу, легко осуществляют γ -кванты от космических π^0 -мезонов. В газе высокие скорости достигаются за счет хаотического обмена

*) Это число получается из соотношения

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad \text{где } k = 8,62 \cdot 10^{-14} \text{ ГэВ/градус.}$$

ударами атома об атом. Это очень неэффективный способ набора скорости. Близость скоростей космических частиц к единице доказывает, что механизм их разгона был совсем другой, что в глубинах Вселенной работает космический ускоритель. Иначе частота фотонов в космических лучах (см. рис. 43) не расплывалась бы на несколько октав.

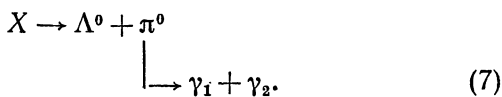
Все же и для видимого света эффект Доплера октавного размаха тоже хорошо известен астрономам. Но это не расплывание спектра в обе стороны, о котором все время шла речь, а смещение его в одну. В спектрах далеких звезд и туманностей все знакомые линии сдвинуты в красную сторону. Эти звезды, видимо, удаляются от нас со скоростями, сравнимыми со скоростью света. Мы смотрим на свет атомов этих звезд сзади ($\theta^* = 180^\circ$), и верна формула (6). Откуда качает энергию ускоритель, разгоняющий до $v \approx 1$ не протоны, а галактики, мы здесь говорить не будем.

Λ -резонанс

Но вернемся из глубин космоса на Землю. Отправимся в подмосковный город Дубну и посмотрим, как «кинематика для бедняков» навела физиков на мысль о возможном существовании нового, ранее неизвестного резонанса — резонанса между Λ^0 -гипероном и η^0 -(этануль)-мезоном. Как и π^0 -мезон, этот η^0 -мезон может распадаться на два фотона, и рассказывать об этом лучше сейчас, пока из нашей памяти еще не выветрились свойства распада на два фотона.

В Лаборатории высоких энергий в Дубне был поставлен такой опыт: камера, наполненная жидким пропаном, облучалась высокоэнергичными π -мезонами, и среди множества возникавших реакций отбирались лишь случаи, когда появлялся Λ^0 -гиперон и хотя бы один фотон. Если удавалось обнаружить такой фотоснимок, то измерялись энергии и направление Λ^0 -гиперона и фотона и вычислялась эффективная масса $m_{\Lambda\gamma}$ системы $\Lambda\gamma$. Когда набрали больше сотни случаев с Λ - и γ -частицами и посмотрели, какие значения $m_{\Lambda\gamma}^2$ встречаются чаще всего, выяснилась интересная особенность: в интервале $1,7 \text{ ГэВ}^2 \leq m_{\Lambda\gamma}^2 \leq 1,9 \text{ ГэВ}^2$ значения $m_{\Lambda\gamma}^2$ встречаются чаще, чем им полагалось бы по законам

случая. Проще всего, конечно, было предположить, что обнаружен резонанс в системе $\Lambda\gamma$. Но не исключено было и другое: что на самом деле наблюдается резонанс Λ -гиперона с какой-то другой частицей, например с π^0 -мезоном, а мы замечаем только один из тех двух фотонов, на которые распадается π^0 -мезон:



Частицы Λ^0 и π^0 могли, конечно, рождаться и без образования резонанса. Но тогда эффективная масса $m_{\Lambda\gamma}$ могла быть какой угодно. А если шла реакция (7), то эффективная масса Λ^0 -гиперона и одного из фотонов могла меняться в ограниченных пределах — тем более ограниченных, чем меньше масса частицы X отличалась от суммы масс частиц Λ^0 и π^0 , — и, может быть, именно поэтому в интервале 1,7—1,9 ГэВ² встретилось так много значений $m_{\Lambda\gamma}^2$.

Чтобы убедиться в правильности таких рассуждений, надо выяснить, в каких пределах может меняться эффективная масса системы $\Lambda\gamma$ в реакции (7), если масса частицы X фиксирована. Нам это сделать несложно, мы ведь только что во всех тонкостях разобрали кинематику распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2$.

Эффективная масса пары $\Lambda\gamma_1$ однозначно связана в системе покоя частицы X с энергией оставшегося фотона γ_2 :

$$\begin{aligned} m_{\Lambda\gamma_1}^2 &= (\text{по определению эффективной массы}) \\ &= (E_\Lambda + E_{\gamma_1})^2 - (\mathbf{P}_\Lambda + \mathbf{P}_{\gamma_1})^2 = (\text{по законам сохранения}) \\ &= (m_X - E_{\gamma_2})^2 - (0 - \mathbf{P}_{\gamma_2})^2 = (\text{по формулам алгебры}) \quad (8) \\ &= m_X^2 - 2m_X E_{\gamma_2} + E_{\gamma_2}^2 - P_{\gamma_2}^2 = (\text{у фотона } E = P) \\ &= m_X^2 - 2m_X E_{\gamma_2}. \end{aligned}$$

Значит, наименьшее (наибольшее) значение $m_{\Lambda\gamma_1}$ получится тогда, когда в системе покоя частицы X энергия фотона γ_2 будет наибольшей (наименьшей). А когда у рожденного π^0 -мезоном фотона энергия наибольшая (наименьшая)? Мы об этом уже говорили при выводе формулы (3): энергия фотона ограничена пределами $\frac{E-P}{2}$ и $\frac{E+P}{2}$, где E и P — энергия и импульс π^0 -мезона. В си-

стеме покоя частицы X — это вполне определенные числа, потому что X распадается на две частицы Λ^0 и π^0 , а энергии продуктов распада покоящейся частицы фиксированы. Итак, можно продолжить выкладки в формуле (8):

$$m_{\Lambda\gamma_{\min}}^2 = m_X^2 - 2m_X E_{\gamma_{\max}} = m_X^2 - 2m_X \frac{E_\pi \mp P_\pi}{2} = \\ = m_X (m_X - E_\pi \pm P_\pi).$$

Но по законам сохранения

$$m_X - E_\pi = E_\Lambda \quad \text{и} \quad P_\Lambda = P_\pi,$$

так что окончательно

$$m_{\Lambda\gamma_{\min}}^2 = m_X (E_\Lambda \pm P_\Lambda). \quad (9)$$

Это и есть та формула, которую мы искали: она отвечает на вопрос, в каких пределах может меняться квадрат эффективной массы пары $\Lambda\gamma$, если γ рождается в распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ и если масса пары $\Lambda\pi^0$ фиксирована. Но нам эта масса неизвестна, и проверить, получатся ли числа 1,7 и 1,9, мы пока не можем. Нельзя ли тогда решить обратную задачу: какова должна быть масса m_X , чтобы наибольшее значение пришлось на 1,9 ГэВ², а наименьшее — на 1,7 ГэВ²? Иными словами, найти m_X из системы

$$\left. \begin{aligned} m_X (E_\Lambda + P_\Lambda) &= 1,9, \\ m_X (E_\Lambda - P_\Lambda) &= 1,7. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Впрочем, из системы (10) можно определить большее: ведь уравнений-то два, а не одно. Попробуем определить не только m_X , но и m_π — массу частицы, распавшейся на два фотона. Запишем систему уравнений (10) в общем виде:

$$\left. \begin{aligned} m_X (E_\Lambda + P_\Lambda) &= m_{\Lambda\gamma_{\max}}^2, \\ m_X (E_\Lambda - P_\Lambda) &= m_{\Lambda\gamma_{\min}}^2. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Для решения перемножим эти два уравнения:

$$m_X^2 (E_\Lambda^2 - P_\Lambda^2) = m_{\Lambda\gamma_{\max}}^2 \cdot m_{\Lambda\gamma_{\min}}^2$$

или

$$m_X^2 m_\Lambda^2 = m_{\Lambda\gamma_{\max}}^2 \cdot m_{\Lambda\gamma_{\min}}^2, \quad (12)$$

откуда

$$m_X^2 = \frac{m_{\Lambda\gamma}^2 \text{ макс} \cdot m_{\Lambda\gamma}^2 \text{ мин}}{m_{\Lambda}^2} = \frac{1,9 \cdot 1,7}{1,115^2} = 2,6 \text{ ГэВ}^2.$$

Теперь легко найти и m_{π} . Сложим наши два уравнения (11):

$$2m_X E_{\Lambda} = m_{\Lambda\gamma}^2 \text{ макс} + m_{\Lambda\gamma}^2 \text{ мин}$$

и вспомним формулу (8) из гл. 9 для E_{Λ} — энергии одной из двух частиц, на которые распалась частица X:

$$2m_X E_{\Lambda} = m_X^2 + m_{\Lambda}^2 - m_{\pi}^2.$$

Получаем

$$m_{\pi}^2 = m_X^2 + m_{\Lambda}^2 - m_{\Lambda\gamma}^2 \text{ макс} - m_{\Lambda\gamma}^2 \text{ мин}. \quad (13)$$

Если подставить сюда только что найденное m_X^2 и значения m_{Λ}^2 , $m_{\Lambda\gamma}^2 \text{ макс}$, $m_{\Lambda\gamma}^2 \text{ мин}$, получим $m_{\pi}^2 = 0,24 \text{ ГэВ}^2$, т. е. масса π^0 -мезона оказывается равной 0,49 ГэВ. Станный у нас получился π^0 -мезон, чуть ли не вчетверо тяжелее обычного! Видимо, никакой это не π^0 -мезон, а какая-то другая частица, тоже распадающаяся на два фотона.

Такая частица известна — это η^0 -мезон с массой 0,55 ГэВ. Стало быть, если избыток значений $m_{\Lambda\gamma}^2$ в интервале 1,7—1,9 ГэВ² обязан своим происхождением двухступенчатому процессу типа (7), то частица X должна иметь массу $\sqrt{2,6} = 1,61 \text{ ГэВ}$, а частица, которую мы сочли π^0 -мезоном, оказывается на самом деле η^0 -мезоном.

Полученные оценки для масс очень грубы и приближенны, потому что сами границы 1,7—1,9 ГэВ² были определены на глазок. Во всяком случае, проведенный расчет показал, что, может быть, существует не найденная до сей поры частица с массой, чуть превышающей сумму масс Λ^0 и η^0 , распадающаяся на Λ^0 -гиперон и η^0 -мезон. Это не было строгим доказательством: чересчур косвенны улики, но, во всяком случае, предположение было высказано, и частицу принялись искать по всем правилам, всерьез. И действительно, через полтора года американские физики, поставив новые опыты, подтвердили существование резонанса с массой 1,675 ГэВ, распадающегося на Λ^0 -гиперон и η^0 -мезон. Сейчас продолжается изучение этого резонанса. Предполагают, что

это первый член целого семейства резонансов барионов с η^0 -мезоном и что можно открыть еще и сигма-эта ($\Sigma\eta$)-, а может быть, и кси-эта ($\Xi\eta$)-резонансы.

Г л а в а 13

2+3=23

«Вперед, вперед, моя история!» Ежи, ворота и фотоны — все это пройденный этап. А не пришло ли время браться нам за задачи потрудней? Есть очень частый тип распадов, каких мы вовсе не касались. Это распады на три частицы.

Известно, например, что и K^0 -, и ω^0 -, и η^0 -мезоны распадаются на три π -мезона. На протон, электрон и антинейтрино распадаются все известные нейтроны. Мю-плюс-мезоны за 10^{-6} с распадаются на позитрон и пару нейтрино — антинейтрино. Бывают случаи и посложнее. Один из резонансов распадается на пару частиц π - и ω^0 -мезон, а ω^0 -мезон распадается на три π -мезона. И так далее.

Но мы не будем уточнять тип распада. Пусть просто частица O распадается на три другие частицы: 1, 2 и 3. Пусть она к тому же покоится. Что говорят об этом распаде законы сохранения? Выпишем их:

$$E_1 + E_2 + E_3 = m; \quad (1)$$

$$\mathbf{P}_1 = \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3 = 0^* \quad (2)$$

Надо еще добавить сюда соотношения инвариантности

$$E_1^2 - P_1^2 = m_1^2, \quad E_2^2 - P_2^2 = m_2^2, \quad E_3^2 - P_3^2 = m_3^2 \quad (3)$$

и исследовать свойства решений полученной системы уравнений, как это мы делали при распаде на две частицы.

Тогда мы обнаружили, что энергия частицы 1 полностью определяется массами частиц O , 1 и 2:

$$E_1 = \frac{m^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m}, \quad (4)$$

затем выяснили, что на направление частицы 1 никаких

*) Из этого равенства видно, что все три вектора \mathbf{P}_1 , \mathbf{P}_2 , \mathbf{P}_3 компланарны (лежат в одной плоскости). Напомним, что в распаде на две частицы \mathbf{P}_1 и \mathbf{P}_2 лежали на одной прямой (см. формулу (2) гл. 9).

ограничений не бывает, и узнали еще многие другие детали распада.

Но что нам мешает распад на три частицы выдать за распад на две? Примем пару частиц 2 и 3 за одну частицу с энергией $E_2 + E_3$ и импульсом $\mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3$. Обозначим ее 23, объединяя в этом числе 2 и 3. Чтобы она действительно сошла за частицу, надо еще снабдить ее массой. За эту массу мы примем инвариант

$$m_{23} = \sqrt{(E_2 + E_3)^2 - (\mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3)^2}, \quad (5)$$

потому что если бы частица 23 была реальной и действительно распадалась на 2 и 3, то ее масса была бы именно такой, как написано.

Итак, у нас есть частица О, распадающаяся в покое на частицы 1 и 23 с массами m_1 и m_{23} , и мы по формуле (4) можем написать, чему равна энергия частицы 1:

$$E_1 = \frac{m^2 + m_1^2 - m_{23}^2}{2m}. \quad (6)$$

Ничего не стоит теперь нарисовать импульсный ежик, начертить эллипсоид, словом, решить все задачи из гл. 9—11. Однако здесь есть одно большое «но». Прежде масса второй рождаемой в распаде частицы была фиксированной. Теперь же m_{23} — величина переменная. Она зависит от того, как разлетятся частицы 2 и 3 и каковы их энергии. Значит, и E_1 уже не будет во всех случаях распада $O \rightarrow 1 + 23$ одной и той же. И вычерчивание ежика теряет смысл. При распаде одной частицы на три их энергии непостоянны и не определяются одними массами частиц. Энергии могут меняться от случая к случаю, от одного увиденного распада к другому.

Открытие нейтрино

Кинематика — служанка физики. Каждое свое наблюдение, каждый вывод она стремится немедленно предложить в помощь либо теории, либо эксперименту. И даже тот вывод, который мы только что отметили, тоже в свое время сыграл важную роль в физике. Факт сам по себе незамысловат: распад покоящейся частицы на две отличается от распада на три тем, что в первом случае частицы рождаются всегда с одной и той же энергией, во втором — с разной. Но он послужил осно-

вой открытия самой невероятной из всех элементарных частиц — нейтрино.

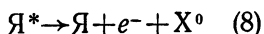
Дело обстоит так: уже давно наблюдали β -распад ядер. Явление заключалось в том, что то или иное ядро иногда само по себе внезапно испускало электроны (β -излучение — это поток электронов или позитронов), превращаясь в другое ядро с электрическим зарядом на единицу выше или ниже. Шла, по всей видимости, реакция, похожая на уже знакомый нам по гл. 10 γ -распад:



Но если это так, то все электроны в данном типе распада получались бы с одной и той же энергией. Между тем оказалось, что энергии электронов в β -распаде от случая к случаю меняются очень сильно. Когда долго следишь за β -распадом ядер одного типа, то встречаются электроны всевозможных энергий — от небольших до довольно значительных (рис. 47).

Если бы это явление было обнаружено недавно, уже после открытия множества резонансов, то не было бы вопроса, как объяснить его: ясно, сказали бы мы, в β -распаде рождается еще по крайней мере одна невидимая частица.

Что-то вроде π^0 -мезона, только полегче (полегче потому, что разница масс Y^* и Y небольшая). Не было бы сомнений, что на самом деле реакция идет так:



и что для определения массы частицы X^0 надо измерить векторы импульсов частиц Y и e^- и подсчитать недо-

достающую массу. Но в начале 30-х годов, когда, кроме электронов и протонов, ни о каких прочих элементарных частицах и речи не было, — в те времена такая мысль показалась бы чересчур смелой: «Как, — воскликнул бы в ту пору чуть ли не всякий физик, — вводить еще одну частицу только ради того, чтобы она унесла с собой недостающую энергию и импульс? Частицу, служащую

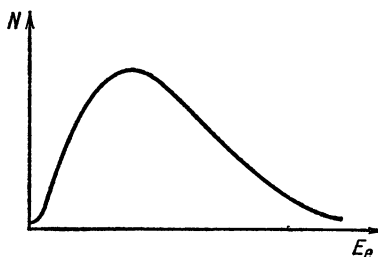


Рис. 47. Типичный спектр энергий электронов в β -распаде.

По горизонтали отложены встречающиеся в распаде энергии электронов, по вертикали — как часто эти энергии встречаются.

единственно для спасения законов сохранения?! Частицу, никаким иным способом себя не проявляющую?! Разве нельзя попытаться сначала поискать причину по-проще, например такую: мы натолкнулись на процесс, в котором энергия не сохраняется». В то время многим физикам легче было поверить, что энергия не всегда сохраняется, чем в существование новых частиц. И когда Паули предположил, что распад идет по схеме (8), это было воспринято как высочайший взлет фантазии ученого. Возможность несохранения энергии в β -распаде казалась многим при тогдашнем настроении и уровне знаний не такой уж бессмысленной. Эту возможность рассматривал Нильс Бор. Ее упоминал среди возможных источников энергии звезд крупнейший советский физик Лев Давидович Ландау.

Несколько опытов по проверке баланса энергии в столкновениях элементарных частиц было поставлено в 20—30-х годах, и в некоторых опытах баланс нарушался! Тогда же будущие академики А. И. Алиханян, А. И. Алиханов и Л. А. Арцимович поставили эксперимент для проверки того, не нарушается ли в распадах баланс импульсов. До чего странный народ эти физики! Они позволяют себе сомневаться в незыблемости такого простого, такого понятного философам, так легко укладывающегося в различные философские построения закона,— закона сохранения энергии! Из ничего ничего не бывает — чего еще тут мудрить! Какие опыты им еще нужны?

Я позволю себе отойти в сторону от распадов на три частицы и подробнее остановиться на разнице в подходах к сохранению энергии у физиков и у доморощенных догматиков. Казалось бы, последние правы: действительно, чего проще — энергия сохраняется всюду и везде, как можно в этом сомневаться? Если не сохраняется, то пусть построят вечный двигатель! На самом же деле современная наука не может объяснить, почему энергия должна сохраняться, — это ей не под силу. «До сих пор сохранялась» — вот единственный резон для утверждения о сохранении энергии. В теории выводят сохранение энергии из неизменности законов физики во времени. Но последнее тоже опытный факт, т. е. закон типа «до сих пор так было». И физики это понимают и относятся с должным смирением к глубине своих сведений о сохранении энергии. А некоторые философы

пытаются делать вид, что знают о сохранении энергии нечто, неизвестное физикам, — они возводят его на «принципиальную» высоту, доказывают, что энергия не может не сохраняться, потому что... и дальше следуют красивые мировоззренческие обобщения. Все выглядит так, как будто им известно нечто, простым смертным неведомое. Они не понимают, что если в один прекрасный день опыт покажет, что где-то энергия не сохраняется или сохраняется с ограниченной точностью, то им, да и всем нам, придется проглотить эту пилюлю и изменить свое мировоззрение так, чтобы из него следовало несохранение энергии.

Отсюда не следует, что физики верят в закон сохранения энергии меньше философов. Отнюдь. Но одни просто веруют, другие — с оглядкой. Или, если без шуток, это вера рука об руку со знанием.

Но вернемся к β -распаду. Нам остается только добавить, что основанное на вере в сохраняемость энергии — импульса и на величайшей отваге ума предположение Паули оказалось совершенно правильным. Не так давно, когда уже и так сомнений ни у кого не было, нейтрино было замечено более прямым путем (а не на основании одних только кинематических соображений). Сейчас физики свободно оперируют двумя видами нейтрино и двумя видами антинейтрино *).

Мы до того отвлеклись от линии своих рассуждений, что придется напомнить, с чего все началось, и пойти дальше. Мы захотели изобразить распад на три частицы в виде распада на две. Это оказалось нетрудным, но выяснилось, что у одной из двух частиц (23) масса от этого станет переменной и, как следствие, переменной станет и энергия частицы 1.

Посмотрим, в каких пределах может меняться эта энергия. Напомним выведенную нами формулу:

$$E_1 = \frac{m^2 + m_1^2 - m_{23}^2}{2m},$$

где

$$m_{23}^2 = (E_2 + E_3)^2 - (\mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3)^2.$$

Когда же E_1 достигнет наибольшего значения? Очевидно, тогда, когда m_{23} станет наименьшим (остальные величины в формуле (6) постоянны). Наименьшее значение

*) Сейчас ищут еще одно нейтрино, уже предсказанное теоретически. Оно называется ν_τ .

m_{23} равно $m_2 + m_3$, ведь частица с массой m_{23} должна еще распасться на частицы 2 и 3, а мы понимаем, что при $m_{23} < m_2 + m_3$ на такой распад не хватит энергии. При $m_{23} = m_2 + m_3$ распад $23 \rightarrow 2 + 3$ еще возможен; правда, при этом частицам 2 и 3 уже не остается кинетической энергии, чтобы разлететься в стороны; в системе покоя частицы 23 они выглядят неподвижными, в любой же другой системе отсчета летят вплотную друг к другу, не разлетаясь. Итак,

$$E_{1 \text{ макс}} = \frac{m^2 + m_1^2 - (m_2 + m_3)^2}{2m}. \quad (9)$$

Что касается наименьшего значения E_1 , то оно, во всяком случае, не меньше, чем m_1 . Проверьте, что если $m_{23} = m - m_1$, то E_1 как раз равно m_1 , частица 1 неподвижна. Частицы 2 и 3 при этом, естественно, разлетаются в противоположные стороны с одинаковым импульсом (рис. 48). Итак,

$$m_1 \leq E_1 \leq E_{1 \text{ макс}}. \quad (10)$$

Какие именно значения энергии в этом интервале будут встречаться чаще, какие реже, зависит уже не от законов сохранения, а от привычек этих видов частиц (частиц 0, 1, 2 и 3). Но ни при каких привычках за пределы (10) энергия не выпрыгнет.

Предельное значение энергии каждой из частиц зависит от масс всех встречающихся в распаде частиц.

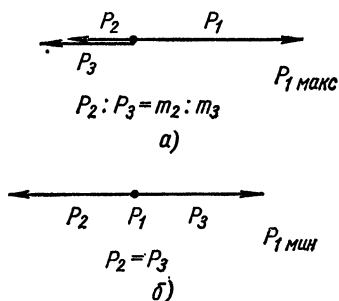


Рис. 48. Распад на три частицы.
а) Конфигурация, при которой импульс частицы 1 предельно велик;
б) конфигурация, при которой он равен нулю.

Среди них могут быть и невидимые, чье присутствие можно только предполагать, но по наибольшей замеченной в распаде энергии можно судить о массе этой невидимки. (Так, например, по максимальной энергии электронов в β -распаде удалось установить, что у нейтрино масса очень мала. Предполагают, что масса нейтрино, как и фотона, равна нулю.)

И вот тут-то опять появляются знакомые нам ежики. Взгляните, в формуле (9) больше не осталось переменных величин, как это было в формуле (5). Значит, мы

уже вправе начертить сферу импульсов и, растянув ее по Лоренцу, изобразить рядом эллипсоид. Они помогут нам отвечать на вопросы такого рода: каков максимальный импульс частицы 1 в распаде $O \rightarrow 1 + 2 + 3$, когда импульс частицы O такой-то, а частица 1 наблюдается под таким-то углом? Или: каков предельный угол вылета частицы 1 в этих условиях? И это не только при рождении трех частиц. Ясно, что при любом числе частиц наибольшая энергия у частицы 1 окажется тогда, когда все прочие частицы случайно сольются в одну с массой $m_2 + m_3 + \dots + m_n$ (рис. 49). (А наименьшая — когда частица 1 покоится.) И тогда можно тоже построить и сферу, и эллипсоид. И поверхность эллипсоида будет отвечать максимальным значениям энергии частицы 1, а внутренняя часть эллипсоида — всем другим значениям энергии (при распаде только на две частицы внутренняя часть эллипса никакой смысловой нагрузки не несла).

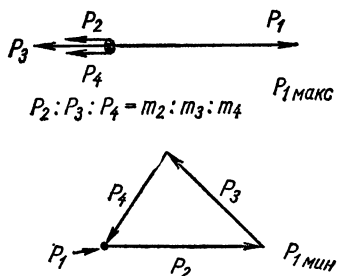


Рис. 49. Распад на четыре частицы.

Вверху — конфигурация четырех частиц, при которой импульс частицы 1 предельно велик, внизу — случай, когда импульс частицы 1 равен нулю.

Спектрометр недостающих масс

Теперь мы, пожалуй, уже в состоянии понять идею одного опыта, предложенного в 1965 г. в Европейском центре ядерных исследований. В этом опыте делается попытка выяснить, какие заряженные частицы-резонансы рождаются энергичными π^- -мезонами. Пусть π^- -мезон налетает на протон. Их взаимодействие иногда приводит к тому, что протон отскакивает в сторону и при этом рождается еще несколько легких частиц. Как вы знаете, рождается все, чему рождаться не запрещено, поэтому иногда возникает одна частица, скажем опять π^- -мезон, иногда две, скажем π^- - и π^0 -мезоны, иногда три или четыре; не обязательно π^- -мезоны, — образуются и резонансы, то поодиночке, то в сопровождении других частиц. Если все, что возникает, обозначить X^- (минус обозначает общий заряд),

то все такие реакции можно условно записать в виде одной реакции

$$\pi^- + p \rightarrow p + X^-. \quad (11)$$

Но только нужно считать, что, в отличие от π^- и p , масса покоя частиц X^- не фиксирована заранее, она от случая к случаю, от одного π^-p -столкновения к другому меняется: она равна

$$\sqrt{(E_1 + E_2 + \dots)^2 - (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \dots)^2},$$

где в скобках стоят энергии и импульсы всех родившихся с протоном частиц, а они перемежаются очень прихотливо, и чему этот корень окажется равным, тому и будет равна масса «частицы» X . Так что в реакции $\pi^- + p \rightarrow p + X^-$ у частицы X будет, как говорят, целый спектр масс — целый набор значений m_X , все равно как у величины m_{23} в формуле (5) был целый спектр значений. Но некоторые значения будут встречаться заметно чаще других — когда фиктивная «частица» окажется реальной частицей или реальным резонансом. Ведь у них масса m_X фиксирована (иногда совсем точно, иногда не очень), и в этом случае энергии и импульсы частиц, на которые они, быть может, распадутся, сами распределятся так, чтобы

$$\sqrt{(E_1 + E_2 + \dots)^2 - (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \dots)^2}$$

было равно m_X . И вот, наблюдая, какие значения m_X встречаются заметно чаще других, можно узнать массы реальных частиц и резонансов X , рождаемых по схеме $\pi^- + p \rightarrow p + X^-$.

Во всем этом ничего для нас нового нет, ведь именно так и открывают резонансы (см. гл. 8). Новым в описываемом опыте является то, что в нем хотят обойтись без измерений m_X ; замечая только одну величину — угол, под которым отскочит протон, тоже можно открывать резонансы. Оказалось, что, установив, какие углы отскока протона чаще всего встречаются, можно узнать наиболее часто встречающиеся массы частицы X . Почему это так, нам и предстоит разобраться.

Проще всего было бы обратиться к задачам 5 и 6 из гл. 11, все необходимое там уже было сказано. Но

лучше вспомнить все по порядку. Начнем с задачи 6. Из нее следует, что если частица X тяжелее π -мезона, то у протонов есть предельный угол вылета: протон в лабораторной системе отсчета не может отскочить назад. От чего зависит предельное отклонение протона? Оно дается касательной к эллипсу импульсов,— значит, зависит от формы и расположения эллиптического ежика, т. е. в конечном счете от массы покоя начальной системы π - p и массы рождаемых двух частиц p и X . Если энергию π -мезона заранее фиксировать, то неизменна будет и масса m_0 системы π - p . Форма и расположение эллипса тем самым однозначно определяются массой частицы X . Значит, между предельным углом вылета протона и массой частицы будет однозначная связь. Измеряя предельные углы, мы косвенно измеряем массу частицы X .

— Хорошо,— скажете вы,— но откуда мы знаем, что протон отскочил под предельным углом? Он же отскакивает, как ему заблагорассудится, а вовсе не обязательно под наибольшим допустимым углом...

— Вы правы. Но вспомните свойство, которое мы выяснили в задаче 5 гл. II. Предельный угол — самый любимый угол вылета частиц. Близ предельного направления их скапливается больше всего. Здесь нет ничего странного, таковы уж свойства эллипса импульсов (а подробнее посмотрите в задаче). Так что хотя направление протона заранее ничем не обусловлено, но практически под предельным углом их всегда скопится больше, чем под любым другим.

Итак, мы, кажется, поняли, почему между углами вылета протона и массой частицы X есть тесная связь. Эта связь не однозначна: нельзя утверждать, что каждый раз, зная угол вылета протона, мы тем самым узнаем массу частицы X . Но можно утверждать, что очень часто протон отскакивает так, что по его направлению можно судить об m_X . Между направлением протона и m_X существует, как говорят, корреляция — связь не до конца, но все же связь *).

*) В жизни корреляции встречаются очень часто. Рост юноши не связан однозначно с его возрастом: нельзя, зная возраст, определить рост. Но между возрастом и ростом есть корреляция: очень часто бывает, кто из ребят повыше, тот постарше. Есть корреляция между временем года и температурой, между возрастом и словарным запасом ребенка и т. д.

А теперь уже можно понять идею опыта. Надо измерять угол вылета протона и, просмотрев несколько десятков тысяч случаев, когда идет процесс $\pi^- + p \rightarrow p + X^-$, подсчитать, сколько раз встретится тот или иной угол вылета. Некоторые углы встретятся особенно часто, так часто, что это нельзя будет объяснить случайностью. Затем надо подобрать эллипсы, у которых углы наклона касательной равны этим углам, и узнать тем самым m_X , при котором такие эллипсы возникают. Так получатся массы всех частиц и резонансов (отрицательного заряда), рождаемых в паре с протоном.

Провести опыт непросто. Чтобы получить достоверный результат, надо зарегистрировать огромное количество событий типа $\pi^- + p \rightarrow p + X^-$, выяснить в каждом случае направление налетевшего π^- -мезона, убедиться, что вылетел именно протон и именно в тот момент, когда π^- -мезон попал в мишень, измерить угол вылета протона и т. д. Для этого требуется совершенно новая электронная аппаратура, соединенная непосредственно со счетной машиной. Наградой за эту работу явится способность открывать целые серии резонансов, причем автоматически, без прикосновения человеческих рук.

Но рассказ об этом выходит за пределы того, чем мы сейчас занимаемся.

Я уже хотел закончить эту главу, но вспомнил, что за мной есть долг. В гл. 5 было доказано, что условие

$$m \geq m_1 + m_2 + \dots + m_n$$

необходимо для того, чтобы происходил распад на n частиц 1, 2 и т. д. Но доказательство достаточности было отложено. Теперь самое подходящее время, чтобы проделать его.

Здесь хорош метод математической индукции. Распад на две частицы при $m \geq m_1 + m_2$ всегда законами сохранения разрешен, потому что (см. рис. 22) при этом условии всегда можно построить треугольник с проекциями боковых сторон m_1 и m_2 и с суммой боковых сторон m . Итак, при $n=2$ достаточность доказана.

Пусть при $n=3$ выполнено условие

$$m \geq m_1 + m_2 + m_3.$$

Тогда можно найти такое число m_{23} , что будут

выполнены два неравенства:

$$m \geq m_1 + m_{23},$$

$$m_{23} \geq m_2 + m_3$$

(достаточно взять, например, $m_{23}=m_2+m_3$). Но при этих условиях, как мы только что доказали, разрешены следующие распады:

$$0 \rightarrow 1 + 23$$

$$23 \rightarrow 2 + 3$$

А это и есть распад $0 \rightarrow 1 + 2 + 3$. Достаточность доказана и при $n=3$.

Закончите доказательство сами.

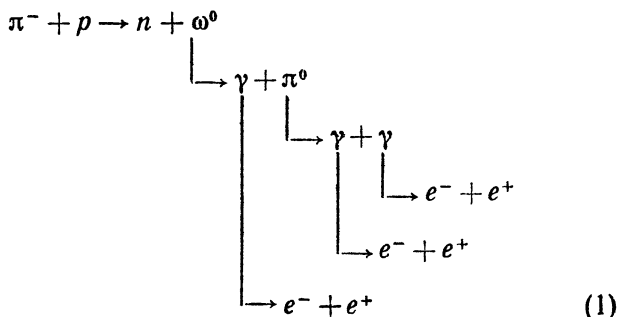
Глава 14

ТРЕХФОТОННЫЙ КОНУС

Красивую кинематическую задачу поставили и решили физики из Института теоретической и экспериментальной физики (Москва). В их распоряжении была пузырьковая камера, наполненная смесью жидкого пропана и ксенона. В такой камере заметить рождение фотона высокой энергии гораздо легче, чем в водородной (вы помните, что о рождении фотона узнают, наблюдая его превращение в пару e^+e^- вблизи ядра; эти превращения происходят тем чаще, чем больше заряд ядра, а у ксенона он во много раз больше, чем у водорода).

Стало быть, у физиков была возможность наблюдать фотоны высоких энергий. Они решили воспользоваться ею, чтобы доказать, что ω^0 -мезон может распадаться не только на три π -мезона ($\omega^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$), но и на три фотона ($\omega^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma$). Ожидалось, что быстрые π^- -мезоны, вылетев из ускорителя, будут в камере наталкиваться на протоны (в каждой молекуле пропана восемь протонов) и превращать их в нейтроны, а сами при этом превращаться в ω^0 -мезоны, которые иногда тут же, на месте, будут распадаться на π^0 -мезон и фотон. Сам π^0 -мезон практически в той же точке непременно распадется еще на два фотона. Каждый из фотонов, пролетев сколько-то сантиметров невидимкой, создаст близ случайно подвернувшегося на пути ядра ксенона пару e^-e^+ (электрон и позитрон), которую уже можно

будет заметить. Итак, предстояло исследовать процесс

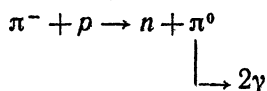


Внешне этот процесс должен выглядеть так: виден след π^- -мезона, он внезапно обрывается, а вдали видны три вилки e^-e^+ , которые остриями своими смотрят в точку обрыва следа π^- -мезона (рис. 50). На подобной фотографии можно очень точно измерить направления всех фотонов: это векторы с началом в точке обрыва и с остриями в вершинах вилок. Направления фотонов определяли с точностью до 1° .

К сожалению, этого нельзя сказать об энергии фотонов: по разным причинам в камере, наполненной тяжелой жидкостью, энергия фотонов определяется очень грубо. А раз это так, то нет возможности вычислить и инвариантную массу тройки фотонов, нельзя убедиться, что она равна массе ω^0 -мезона.

Перед исследователями встала трудная задача: не видя ни нейтрона, ни ω^0 -мезона и зная лишь направления самих фотонов, доказать, что тройки фотонов на таких снимках ведут свое происхождение от ω^0 -мезонов. Посмотрите, как красиво они с нею справились.

Вы помните, как в свое время открывали π^0 -мезон (гл. 11)? Тогда шла реакция, похожая на реакцию (1):



В условиях, когда все искомые π^0 -мезоны имели одну и ту же рассчитываемую заранее скорость, измерялось количество пар фотонов, разлетающихся под определенным углом α друг к другу. Оказалось, что не бывает пар фотонов с углом разлета α меньшим, чем некоторый

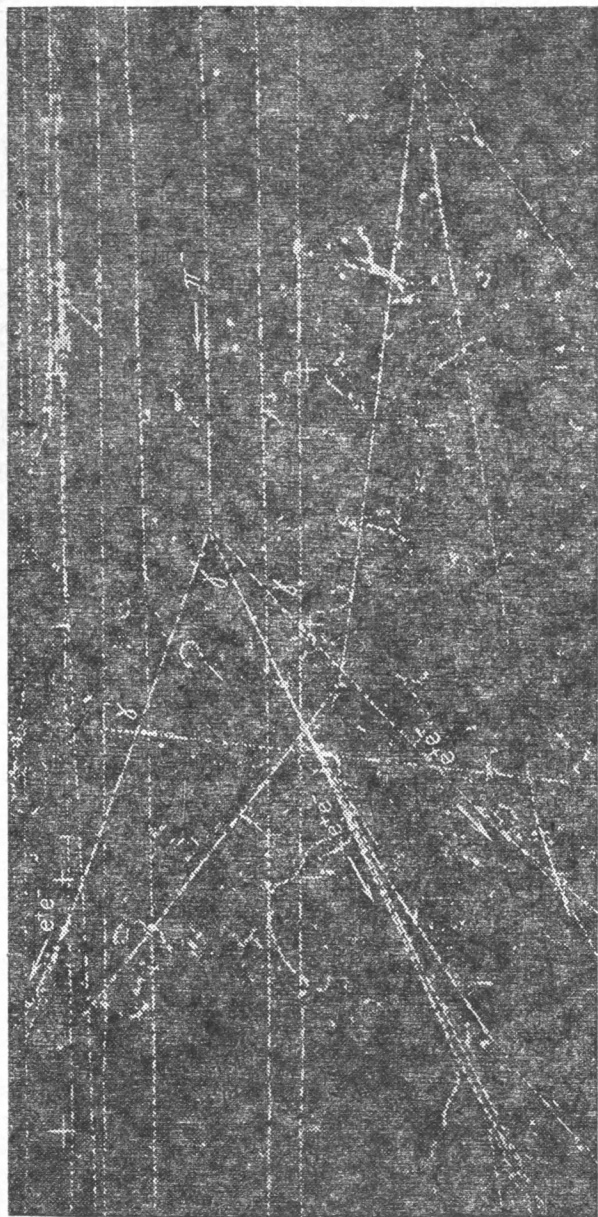


Рис. 50. Исследование процесса $\pi^- + p \rightarrow n + \omega^0$ (один из снимков).

Зубья некоторых вилки e^+e^- сливаются в один след; второй снимок, на котором тот же случай распада был сфотографирован с другого места, не приводит; восстановить полную пространственную картину события можно только по двум снимкам сразу.

определенный угол. По величине этого предельного угла можно было судить о скорости π^0 -мезонов

$$\cos \frac{\alpha_{\text{мин}}}{2} = v. \quad (2)$$

Она совпала с вычисленной заранее величиной, что и доказало существование π^0 -мезона.

Процесс $\pi + p \rightarrow n + \omega^0$ протекал значительно

↓
→ 3γ

сложнее (надо было как-то оперировать сразу с тройками фотонов). Но и здесь удалось показать, какую величину следует измерять на опыте, чтобы формула (2) по-прежнему соблюдалась. Такой величиной оказался угол раствора конуса, построенного на направлениях фотонов как на образующих.

Представим, что у трех фотонов, на которые распался ω^0 -мезон, импульсы равны \mathbf{P}_1 , \mathbf{P}_2 , \mathbf{P}_3 . Пусть они направлены в пространстве как угодно (рис. 51). Отложим

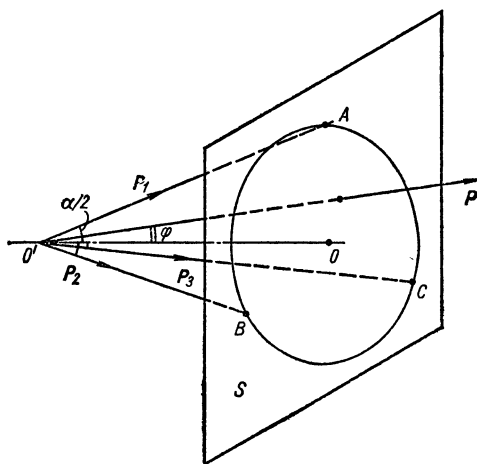


Рис. 51. Трехфотонный конус.

на стрелке \mathbf{P}_1 отрезок любой длины; такой же отрезок отложим на стрелках \mathbf{P}_2 и \mathbf{P}_3 . Концы этих трех отрезков A , B , C определяют собой плоскость S . Через три точки A , B , C проведем окружность с центром O . Соединив точки окружности с точкой O' — точкой распада ω^0 -ме-

зонов, получим конус. Он будет прямым и круговым, потому что $OO' \perp S$ (попробуйте это доказать). Его мы и имеем в виду, когда говорим о конусе, построенном на направлениях фотонов как на образующих. Ясно, что, куда бы ни направились три фотона, конус всегда можно построить (иногда он, правда, может вырождаться в обычную плоскость). И вот было предложено измерять угол раствора этого конуса на всех тех фотоснимках, где будут замечены три фотона. Оказывается, наименьший из встреченных углов связан со скоростью ω^0 -мезона той же формулой (2).

Докажем это. Проведем OO' — ось конуса. Вектор \mathbf{P} — это импульс ω^0 -мезона. Он вовсе не обязан совпасть с осью конуса, зато он должен совпадать с суммарным импульсом трех фотонов

$$\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3 = \mathbf{P}. \quad (3)$$

Спроектируем все четыре импульса на ось конуса. Вспомним, что длина проекции любого отрезка на какую-то ось равна длине самого отрезка, умноженной на косинус угла между отрезком и осью. Ось конуса — это, по определению, такая прямая, которая со всеми образующими составляет один и тот же угол. Обозначим этот угол $\alpha/2$ (имея в виду, что угол раствора конуса равен α). Импульс \mathbf{P} пусть образует с осью конуса какой-то угол φ . Теперь можно проектировать. Длина проекции импульса \mathbf{P}_1 на ось конуса будет равна $P_1 \cos \alpha/2$; точно так же и проекции импульсов \mathbf{P}_2 и \mathbf{P}_3 равны $P_2 \cos \alpha/2$ и $P_3 \cos \alpha/2$. Проекция импульса \mathbf{P} равна $P \cos \varphi$.

Сумма проекций векторов \mathbf{P}_1 , \mathbf{P}_2 , \mathbf{P}_3 на любую ось должна быть равна проекции их суммы — вектора \mathbf{P} , т. е.

$$(P_1 + P_2 + P_3) \cos \frac{\alpha}{2} = P \cos \varphi.$$

В скобках уже стоит не векторная, а арифметическая сумма импульсов трех фотонов. А у фотона импульс равен энергии, — значит, сумма в скобках равна просто энергии ω^0 -мезона:

$$E \cos \frac{\alpha}{2} = P \cos \varphi.$$

Разделим обе части равенства на E и вспомним, что

P/E — это скорость ω^0 -мезона:

$$\cos \frac{\alpha}{2} = v \cos \varphi. \quad (4)$$

Мы получили простую формулу, показывающую, как угол раствора трехфотонного конуса зависит от направления фотонов и скорости их источника. Теперь представим, что все ω^0 -мезоны имеют одну и ту же скорость, но разлетаются во всевозможных направлениях и распадаются на три фотона тоже как попало. Угол φ между осью конуса и направлением ω^0 -мезона может оказаться каким угодно, и вместе с ним будет меняться и угол раствора конуса α . Но косинус любого угла не может быть больше единицы. Значит, наибольшее значение $\cos \frac{\alpha}{2}$, которое встретится на всевозможных снимках распадов, не будет больше, чем v :

$$\left(\cos \frac{\alpha}{2} \right)_{\text{макс}} \leq v. \quad (5)$$

Как видим, формула действительно похожа на формулу (2) (не забывайте, что наибольшему значению косинуса угла отвечает наименьший угол). Надо только доказать, что в ней знак « \leq » можно заменить знаком « $=$ ». Для этого достаточно привести пример распада, в котором

$$\cos \frac{\alpha}{2} = v.$$

Это сделать легко. Представьте, что ω^0 -мезон, родившись, полетел вперед, туда же, куда летел и π -мезон. Пусть его распад на три фотона произошел в плоскости, поперечной к его движению. Такой распад в лабораторной системе отсчета как раз даст нужный нам конус (рис. 52). Смотрите: импульс каждого фотона, скажем $P_1^* = \vec{O'A'}$, превратится при этом в импульс $P_1 = \vec{OA}$. Напишем преобразования Лоренца. Они здесь выглядят особенно просто, потому что слагаемых с продольной проекцией импульса в них не останется:

$$\text{продольная проекция } OO' = P_{1\parallel} = \gamma v P_1^*$$

$$(\text{выпал член } \gamma P_{1\parallel}^*);$$

$$\text{энергия (или импульс)} \quad O'A = P_1 = \gamma P_1^*$$

$$(\text{выпал член } \gamma v P_{1\parallel}^*).$$

Из треугольника $ОАО'$ имеем

$$\cos \angle АОО' = \frac{ОО'}{О'А} = \frac{\gamma v P_1^*}{\gamma P_1^*} = v.$$

Значит, импульс любого из трех фотонов образует с направлением ω^0 один и тот же угол $\arccos v$. Стало быть, они лежат на поверхности конуса, для которого

$$\cos \frac{\alpha}{2} = v,$$

что и требовалось доказать.

Как же воспользоваться формулой (5)? Она поможет обнаружить распад $\omega^0 \rightarrow 3\gamma$ только в том случае, если

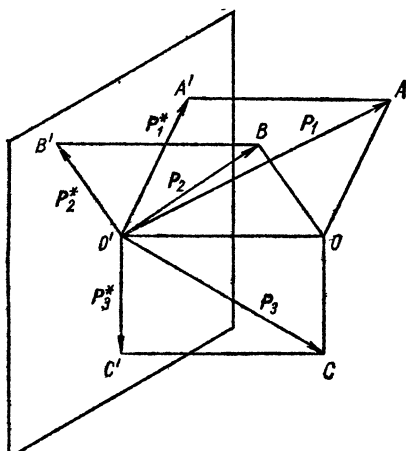


Рис. 52. Распад $\omega^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma$.

Случай, когда плоскость распада $A'B'C'$ ω^0 -мезона перпендикулярна направлению $ОО'$ движения ω^0 -мезона. Импульсы трех фотонов тогда образуют с осью $ОО'$ один и тот же угол, или, что то же, импульс ω^0 -мезона есть ось конуса (на рисунке все три импульса фотонов одинаковы, но это не обязательно).

все рождаемые ω^0 -мезоны будут иметь одну и ту же, причем заранее известную, скорость. А в нашем процессе

$$\pi^- + p \rightarrow n + \omega^0$$

в лабораторной системе отсчета это вовсе не так: еж импульсов ω^0 -мезона вытянут вперед, импульсы ω^0 -мезона в разных направлениях различны.

Но мы знаем такую систему отсчета, в которой, куда бы ни отправился ω^0 -мезон, его импульс будет одним и

тем же. Если представить себе, что процесс

$$\pi^- + p \rightarrow n + \omega^0$$

идет в два этапа: сначала π^- и p сливаются в фиктивную частицу O , а уже потом O распадается на n и ω^0 , то в

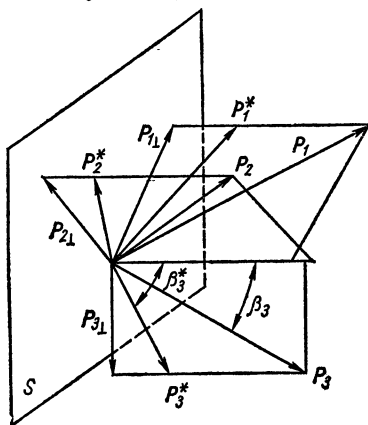


Рис. 53. Перевод импульсов фотонов из лабораторной системы в систему покоя частицы O .

Горизонтальный отрезок — направление π^- -мезона, S — плоскость, ему перпендикулярная; импульсы P_1^* , P_2^* , P_3^* после преобразования Лоренца остаются в плоскостях, проходящих через P_1 , P_2 , P_3 и направление π^- -мезона; через импульсы P_1^* , P_2^* , P_3^* еще предстоит провести конус и измерить его угол раствора.

ежик импульсов ω^0 -мезона станет круглым, как шар (см. гл. 9), а нам только это и надо.

Теперь все готово для того, чтобы понять, как протекал опыт, доказавший существование распада $\omega^0 \rightarrow 3\gamma$. Взяли множество снимков, подобных рис. 50. На каждом из них векторы направлений фотонов были спроектированы на плоскость, поперечную к следу π^- -мезона (рис. 53), и были измерены углы β между фотонами и следом π^- -мезона. Зная импульс π^- -мезона, ничего не стоило найти скорость v_0 фиктивной частицы O . Затем углы β пересчитывали в углы β^* — углы, под которыми направлены фотоны в системе покоя частицы O . Фор-

мула здесь проста, напомним преобразование Лоренца из лабораторной системы в систему покоя:

$$P_1^* \cos \beta^* = \gamma_0 P_1 \cos \beta - \gamma_0 v_0 P_1,$$

$$P_1^* = \gamma_0 P_1 - \gamma_0 v_0 P_1 \cos \beta$$

и разделим одно равенство на другое. Сами импульсы P_1 и P_1^* в обеих системах отсчета сократятся, останется только связь между углами

$$\cos \beta^* = \frac{\cos \beta - v_0}{1 - v_0 \cos \beta}.$$

По этой формуле и вычисляли направление фотонов

в системе покоя частицы O . Затем строили конус, у которого три образующих имели именно такое направление, и вычисляли его угол раствора *).

Оказалось, что действительно в основном встречаются большие углы раствора конуса, а углы, меньшие, чем известная заранее величина $2 \arccos v$, почти не попадают. Чтобы убедиться, что это не случайно, опыт проделали несколько раз, облучая камеру π^- -мезонами с разной энергией. В зависимости от величины энергии π^- -мезона расчетная скорость ω^0 -мезонов получалась различной. (Между прочим, нам ничего не стоит ее подсчитать: задавшись энергией π -мезона, найдем массу частицы O , как это делалось в гл. 5, а затем, по рецепту гл. 9 — энергию ω^0 -мезона в системе покоя частицы O . Зная энергию, найдем и импульс, и скорость.) Оказалось, что и углы α каждый раз, в каждом опыте обрываются на нужном месте.

Так был выявлен новый канал распада ω^0 -мезона на более легкие частицы.

Глава 15

«...СЛАБЫМ МАНИЕМ РУКИ...»

Эта глава особая. В ней законы кинематики применяются для неожиданной цели: для улучшения качества физического прибора.

... Есть в Дубне в здании, где расположен синхротрон, огромный зал. Когда тудаходишь, глаза разбегаются: камеры, электромагниты, провода, трубки, бетонные блоки, защитные сетки, светофоры, рельсы, краны... Это измерительный павильон. Именно здесь ставятся опыты для изучения свойств элементарных частиц. В этом зале иногда по году, по два собирают новую установку, надеясь в итоге вдвое повысить точность измерения массы или вероятности распада какой-либо частицы. Такова экспериментальная физика высоких энергий — основа нынешних знаний о кирпичиках мироздания.

*) Попробуйте сами решить такую задачу: три образующих конуса наклонены к некоторой прямой под углами $\beta_1, \beta_2, \beta_3$. Плоскости, проведенные через эту прямую и образующие, составляют друг с другом углы $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$. Найти угол раствора конуса.

Расскажем об одной из таких установок. На ней в 1967 году наблюдали распады мезонов и резонансов на фотоны (γ -кванты). Эти распады были изучены тогда недостаточно. Распады на заряженные мезоны были известны не в пример лучше. Заряженные мезоны оставляют после себя след, и это сильно облегчает их изучение. Иное дело фотон. Для того чтобы он оставил след, нужны особые условия: среда, через которую он проходит, должна быть заполнена тяжелым веществом (имеется в виду вещество, ядра атомов которого достаточно тяжелы). Чем тяжелее ядро, тем чаще, проходя мимо них, образует фотон пары электрон + позитрон, а следы этих пар уже можно увидеть (см. рис. 50).

Но здесь, как мы уже знаем, встает другая трудность: хотя фотоны и становятся видны (по парам e^+e^-), но энергию их с хорошей точностью измерять не удастся. Все это сильно мешает изучать фотонные распады резонансов.

В гл. 14 мы рассказали об одном из приемов, с помощью которых обходят эту трудность. А вот другой прием.

На пути пучка π^- -мезонов поставили мишень — сосуд с жидким водородом. π^- -мезоны, сталкиваясь с ядрами водорода, рождают новые частицы. Чаще всего, конечно, π^- -мезон просто отскакивает в сторону:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p,$$

но иногда происходит так называемая перезарядка:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n.$$

Все эти процессы неплохо изучены, а интересно было бы посмотреть, как часто идет, например, процесс

$$\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n.$$

Здесь η^0 -мезон (его масса, как вы помните, около 0,55 ГэВ) моментально распадается — либо на тройку π^+ -, π^- -, π^0 -мезонов, либо на пару фотонов; первый тип распада был уже хорошо известен, а вот насколько часто случается второй — это и хотелось узнать. Неплохо было также выяснить, нет ли и других частиц, распадающихся на пару фотонов. Фотоны эти вылетят почти из того места, где возникла их родительница, и, выскочив из мишени, понесутся по воздуху. Как их заметить? Для этого (рис. 54) почти в двух метрах от мишени

поставлены (симметрично, по обе стороны от пучка π^- -мезонов) две искровые камеры H_1 и H_2 . Это такие устройства, в которых каждый фотон рождает снопик

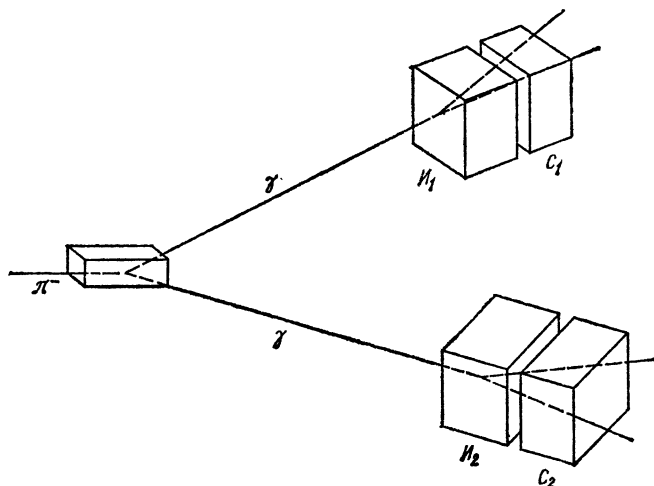


Рис. 54. Схема установки.

искр, позволяющий довольно точно определить, где именно этот фотон пронесся. Поставить камеры нужно было там, где предполагалось больше всего фотонов. Из других опытов было известно, что в сходных превращениях (например, в реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \omega^0$, описанной в предыдущей главе) мезоны чаще всего вылетают почти прямо вперед. Зная это, можно рассчитать, какой энергией чаще всего будут обладать η^0 -мезоны в этом опыте (такие задачи мы решали в гл. 11). А тогда уже можно нарисовать распадный ежик импульсов для процесса $\eta^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ (рис. 55) и поставить камеры, скажем, в направлениях $O'C'$ и $O'C''$, в этих направлениях полетят те фотоны, у которых энергия одинакова ($O'C' = C'O''$). Камеры довольно широки, в них, конечно, попадут и пары фотонов разных энергий (например, с энергиями $O'Q$ и QO''), но можно доказать, что больше всего при таком расположении будет фотонов с одинаковыми энергиями.

Итак, искровые камеры позволяют регистрировать фотоны и замечать их направление. Но этого, конечно, недостаточно: надо знать и энергию фотонов, иначе как

доказать, что они родились от распада η^0 -мезона, а не от π^0 -мезона или ω^0 -мезона? Для этого за каждой камерой поместили толстые стеклянные бруски C_1 и C_2 — черенковские счетчики. Стекло в них особое: оно начинает

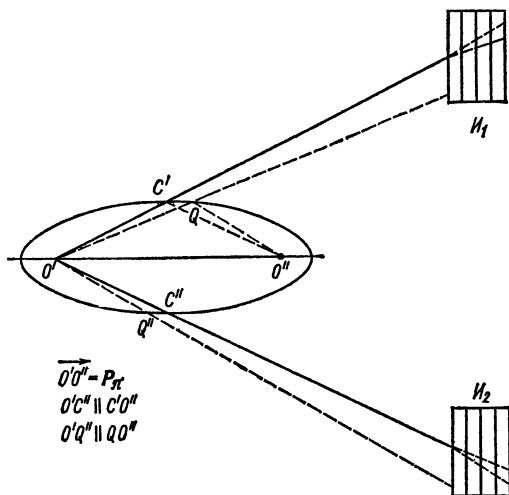


Рис. 55. Эллипс импульсов фотонов от распада $\eta^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. Распад происходит в точке O' ; показаны две пары фотонов с одинаковыми и неодинаковыми энергиями.

светиться, когда через него проносятся порожденные фотоном электронные пары. Чем больше энергия фотона, тем свечение ярче; меряя силу свечения, можно узнать энергию фотона.

Опыт в том и состоит, что каждый раз, когда оба сцинтиллятора засветятся, включаются искровые камеры и определяется направление фотона, вызвавшего свечение. Измеряются энергии и направления двух фотонов; остается только выяснить их происхождение. Вы знаете, как это делается. Сложив энергии E_1 и E_2 двух фотонов, получают энергию E той частицы, которая их породила:

$$E = E_1 + E_2.$$

Сложив их импульсы \mathbf{P}_1 и \mathbf{P}_2 (величина импульса у фотона равна энергии, а направление фотонов известно), получают импульс \mathbf{P} родившей их частицы

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2.$$

Вычтя из квадрата энергии квадрат импульса, получают

квадрат массы этой частицы

$$M^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2)^2. \quad (1)$$

Теперь нужно посмотреть, какие значения массы встретятся в избытке, — это и будут массы тех частиц, от которых рождаются пары фотонов. Следует ожидать, что часто встретится $M = 0,135$ ГэВ, — это π^0 -мезон, основной источник фотонов в таких столкновениях; в изобилии должно встречаться и число 0,55 ГэВ — искомые η^0 -мезоны. А если и другое какое-нибудь значение массы встретится чересчур часто, то тем лучше, — значит, будет открыт добавочный, до сих пор неизвестный источник пар фотонов.

Формулу (1) можно упростить. Посмотрим на рис. 56. Отрезок \overrightarrow{AB} — это вектор \mathbf{P}_1 . Длина AB (таковы свойства всякого фотона) равна энергии E_1 . Из точки B выходит в нужном направлении вектор \mathbf{P}_2 , он изображен

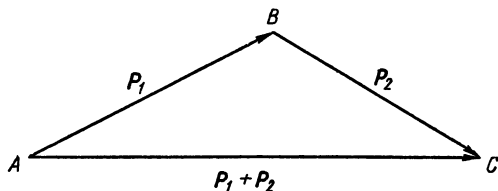


Рис. 56. К вычислению эффективной массы пары фотонов.

стрелкой BC . Здесь тоже $BC = E_2$. А вектор \overrightarrow{AC} дает величину и направление вектора $\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2$. С другой стороны, $E_1 + E_2$ — это сумма двух сторон $AB + BC$. Значит, интересующая нас величина

$$M^2 = (AB + BC)^2 - AC^2.$$

В треугольнике ABC известны стороны AB и BC и угол B между ними (если известны сами векторы \mathbf{P}_1 и \mathbf{P}_2 , то и угол между ними известен), а нужно найти $(AB + BC)^2 - AC^2$. Вспомним из тригонометрии теорему косинусов:

$$AC^2 = AB^2 + BC^2 - 2 \cdot AB \cdot BC \cdot \cos B.$$

Подставив, получим

$$M^2 = 2 \cdot AB \cdot BC (1 + \cos B) = 4 \cdot AB \cdot BC \cdot \cos^2(B/2).$$

Итак, масса

$$M = 2 \cos \frac{B}{2} \sqrt{E_1 E_2}. \quad (2)$$

Чем точнее работает прибор, тем он лучше. Наш прибор предназначен для поисков тех частиц, которые распадаются на два фотона. Спрашивается, с какой точностью он будет работать. Если, например, наряду с η^0 -мезоном рождается другой мезон с близкой массой, то сможет ли наша установка обнаружить его существование? Из формулы (2) видно, что все зависит от того, с какой точностью определяются в приборе энергии фотонов и угол между ними. С углами дело обстоит неплохо, их удастся измерять с большой точностью. Иное дело энергия фотонов: здесь ошибки в 10%, а то и больше вполне возможны. Скажем, если сам по себе фотон имеет энергию 2 ГэВ, то прибор может показать и 2,2 и 1,8 ГэВ, и любое другое близкое число. С какой же погрешностью это позволит определять массу мезона? Тоже примерно 10%. Сцинтилляторы будут ловить много пар фотонов с близкими энергиями, а при $E_1 \approx E_2$ масса

$$M = 2 \cos \frac{B}{2} \sqrt{E_1^2} \approx 2 \cos B/2 \cdot E_1.$$

А так как B известно с хорошей точностью, то относительные отклонения M от истинного значения будут примерно совпадать (по порядку величины) с относительными ошибками в измерении энергии.

Выходит, такая установка не особенно хороша: ее разрешающая способность (умение разделять, различать частицы с близкими массами) не выше ошибки, с какой в ней измеряются энергии. Скажем, если есть две частицы η и η' с массами 0,55 и 0,60 ГэВ, распадающиеся на два фотона, то вместо первой массы 0,55 вычисление по формуле (2) даст целый набор чисел примерно от 0,5 до 0,6 не потому, что частицы с таким набором масс существуют, а потому, что энергии точно мерить не удастся. Точно так же вместо 0,6 (массы воображаемой частицы η') получится множество чисел в районе 0,55—0,65. Эти два интервала чисел 0,50—0,60 и 0,55—0,65 сильно перекроют друг друга, и нам не удастся заметить существование двух мезонов: они будут выглядеть как один с сильно размазанной массой.

Посмотрим, как можно, ничего не делая с прибором, увеличить его разрешающую силу.

Законы кинематики позволяют вместо формулы (2) дать другую формулу. И этого будет достаточно, чтобы качество прибора намного улучшилось.

Мысль, что качество прибора может быть повышено одним взмахом пера, кажется на первый взгляд абсурдной. Не все ли равно прибору, какие манипуляции мы производим пером на бумаге? Прибор сделал свое дело: выдал, что положено — энергии и углы, с той точностью, на какую он способен, и как этими числами ни жонглируй, прибор от этого не улучшится. Такие рассуждения приходят в голову всякому, кто об этом услышит.

Однако сделаем следующую простую вещь: вместо массы η^0 -мезона начнем вычислять его лоренц-фактор. Вы помните (см. гл. 4, формулу (5)), что так называется отношение энергии частицы к ее массе

$$\gamma = \frac{E}{M}.$$

И вот оказывается, что лоренц-фактор частицы при той же точности измерения энергий определяется точнее, чем масса частицы. Конечно, не всегда, а в этом опыте, в котором камеры специально нацелены на пары фотонов с близкими энергиями.

В самом деле, энергия η -мезона равна сумме энергий двух фотонов, а масса выражается через эти энергии формулой (2). Поэтому лоренц-фактор

$$\gamma = \frac{E_1 + E_2}{2 \cos \frac{B}{2} \sqrt{E_1 E_2}}.$$

Вынесем множитель, зависящий от угла, и разделим $E_1 + E_2$ почленно на $\sqrt{E_1 E_2}$. Получим

$$\gamma = \frac{1}{2 \cos \frac{B}{2}} \left(\sqrt{\frac{E_1}{E_2}} + \sqrt{\frac{E_2}{E_1}} \right). \quad (3)$$

Множитель, зависящий от угла, определяется с хорошей точностью, и мы на него обращать внимания не будем. Разберемся в том, с какой точностью удастся определять сумму $\sqrt{E_1/E_2} + \sqrt{E_2/E_1}$. Представим, что E_1 и E_2 наши сцинтилляторы измерили неточно. Тогда

и $\sqrt{E_1/E_2}$ получится не точно, а с отклонением на несколько процентов (скажем, на 15% больше, чем на самом деле). Но в γ входит еще слагаемое $\sqrt{E_2/E_1}$. Оно тоже получится с отклонением, но в другую сторону, ведь оно равно $1/\sqrt{E_1/E_2}$, а если знаменатель дроби возрос, то сама дробь уменьшится. Когда же знаменатель близок к единице, то, на сколько он увеличится, на столько примерно сама дробь и уменьшится. Значит, если числа E_1 и E_2 примерно равны друг другу, то, на сколько отклонится $\sqrt{E_1/E_2}$ в одну сторону, на столько же приблизительно отклонится $\sqrt{E_2/E_1}$ в другую. Но тогда сумма $\sqrt{E_1/E_2} + \sqrt{E_2/E_1}$ получится с несравненно меньшим отклонением от своего истинного значения, чем по отдельности каждое слагаемое в ней. Отклонения в слагаемых погасят друг друга! Чем ближе E_1 к E_2 , тем эта компенсация совершеннее; чем дальше, тем хуже, но она всегда есть, и оттого-то γ даже при сильных погрешностях приборов получается куда точнее, чем M , где этого гашения нет и в помине.

Но какой нам прок от лоренц-фактора? Чтобы распознать частицу, нужно знать M , а не γ . Ведь именно массой, а не фактором γ отличаются одни виды частиц от других.

Однако иногда в определенных условиях, частицы можно различать и по фактору γ . Например, в нашем случае, если искать не просто η^0 -мезоны, а η^0 -мезоны, рожденные в реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \eta^0$, можно указать такую систему отсчета, чтобы у всех η^0 -мезонов, рождаемых в этой реакции, был одинаков лоренц-фактор. Это не привилегия одного лишь η -мезона: тем же свойством в предыдущей главе обладал ω -мезон из реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \omega^0$. Так бывает всегда, когда в начале энергии π -мезона фиксирована, а в конце реакции остаются только две частицы. Представим, как и прежде, что сначала частицы π^- и p , сливаясь, дают частицу O , а она, распавшись, рождает n и η^0 . Если энергия у всех π -мезонов одна и та же, то масса частицы O будет во всех столкновениях одинакова:

$$M_O = \sqrt{(E_\pi + m_p)^2 - P_\pi^2} = \sqrt{m_\pi^2 + m_p^2 + 2m_p E_\pi}.$$

Тогда в системе, где воображаемая частица O покоится, все мезоны, куда бы они ни вылетали, будут обладать

одинаковой энергией. Формулу мы вывели еще в гл. 9:

$$E_{\eta}^* = \frac{M_O^2 + m_{\eta}^2 - m_n^2}{2M_O}.$$

Если энергия η -мезонов фиксирована, то фиксирован и лоренц-фактор:

$$\gamma = \frac{E_{\eta}^*}{m_{\eta}} = \frac{M_O^2 + m_{\eta}^2 - m_n^2}{2M_O m_{\eta}}.$$

Он однозначно определяется массой m_{η} . Каждому значению массы частицы, рождающей пару фотонов, отвечает одно-единственное значение фактора γ . Значит, в этом опыте фактор γ ничуть не хуже, чем масса, может послужить делу распознавания частиц. А так как он известен точнее, чем масса, то послужит он этому делу даже лучше, чем масса. Две частицы с близкими массами, неотличимые по формуле (2), можно будет отличить по формуле (3). В процентном отношении отличия в величине γ примерно совпадают с отличием в массах, но точность вычисления фактора γ по энергиям может быть выше, чем точность вычисления масс по энергиям. Как видим, повышение разрешающей способности установки действительно достигается одним движением пера, конечно, если пером водили законы кинематики.

Остался невыясненным лишь один вопрос: лоренц-фактор фиксирован в системе покоя частицы O , а установка работает в лабораторной системе отсчета: можно ли по ее показаниям узнать γ в системе покоя частицы O ? Да, можно, стоит только сделать преобразования Лоренца. Как это делается, было рассказано в конце предыдущей главы. Если провести мысленно через направление π^- -мезона и одного из фотонов плоскость, то после преобразования Лоренца (в систему покоя O) импульс фотона останется в этой плоскости, только угол вылета фотона будет казаться иным: вместо β он станет β^* , причем

$$\cos \beta^* = \frac{\cos \beta - v_0}{1 - v_0 \cos \beta},$$

где v_0 — взаимная скорость двух систем — отношение импульса π^- -мезона к суммарной энергии π^- -мезона и фотона. А формулы для энергий фотонов в системе покоя O тоже нам знакомы, например

$$E_1^* = \frac{E_O}{M_O} \cdot E_1 - \frac{P_O}{M_O} E_1 \cos \beta_1.$$

Словом, система покоя воображаемой частицы O не менее удобна, чем лабораторная, а фактор γ в ней постоянен и может сослужить нам немалую службу.

Рассказ о кончике пера, собственно, завершен. Мы убедились, что и т а к о й способ улучшения качества приборов возможен. О практических применениях этой идеи мы рассказывать не будем: мы уговорились в этой книге ничего, кроме кинематики, не касаться.

Но давайте задумаемся: что, собственно, позволило нам повысить разрешающую способность прибора, не дотронувшись до него и пальцем? Почему сначала нам казалось, что его разрешающая способность не превышает ошибки, с какой он измеряет энергию фотонов, а потом стало ясно, что разрешающая способность может быть улучшена? Может быть, дело в формуле? Сначала мы энергии перемножали, и от этого погрешность в M была так же велика, как погрешность в энергиях. А после мы их стали делить, извлекать корень и складывать с обратной величиной — и погрешность сразу упала...

Нет, дело не в этом. Иметь такую формулу хорошо, но этого мало. Она необходима, но ее одной недостаточно. Дело в другом: просто мы вспомнили то, о чем раньше не думали. Мы учли, что η -мезон только одна из двух возникающих частиц. А сначала мы об этой стороне дела забыли. Рождается мезон, он немедленно распадается, соберем продукты распада и восстановим его массу, — вот было наше первое побуждение. А к а к он рождается — со многими ли частицами или с одной, нам было все равно. А потом, когда мы вспомнили, что в системе покоя частицы, распавшейся на две, ее потомки должны обладать о п р е д е л е н н ы м фактором γ , — только после этого мы получили возможность употребить с пользой приятные свойства комбинации

$$\sqrt{\frac{E_1}{E_2}} + \sqrt{\frac{E_2}{E_1}}.$$

Значит, мы улучшили качество прибора, воспользовавшись новыми, прежде неизвестными сведениями. Улучшение качества в обмен на информацию — вот как это можно назвать.

Понятие информации так глубоко внедрилось в науку за последние годы, что трудно представить время — на памяти одного поколения ученых, — когда этого слова

как будто и не было. Быть-то оно было, но содержание в него вкладывали другое, более бедное, чем сейчас. Под информацией подразумевали то, что узнавали в справочном бюро или на последней странице газеты. С появлением кибернетики смысл этого слова гигантски расширился, углубился, вырос,— распространился во всех направлениях. Оно как-то сразу вошло в систему ходовых понятий исследователя, в нем одном оказались схваченными многие важные стороны научной деятельности, прежде, может быть, из-за отсутствия слова, ускользавшие от внимания физиков. И вот слово произнесено, и сразу оказалось, что без него нельзя. Формулируем ли мы задачу, пытаемся ли сделать выводы из эксперимента, оцениваем ли достоверность итога многих наблюдений и вычислений,— всюду, пусть неявно, мы пользуемся понятием информации. Иногда количественным, как в статистических проблемах, а чаще просто качественным. Многие физики даже не осознают, насколько глубоко и с комфортом расположилась в их мозгу основная идея информации физического толка: без новой информации нельзя получить нового вывода.

Ясно, что для ученого вопрос о путях приобретения новых знаний о природе весьма важен, это не академический вопрос, а ежедневно встающая проблема. И в науках неразвитых — или в еще темных областях развитых наук — для новых знаний новая информация не всегда нужна: там часто не знают, что и со старой информацией делать, там не хватает путей освоения информации и отсюда иногда свежий ум, порезвясь на лугу давно известных фактов, внезапно приносит охапку сведений, не замеченных его предшественниками. Значит, в таких науках понятие информации зачастую не имеет практического (ученые говорят эвристического) значения, там просто не в ней дело, там не умеют справляться с обилием данных.

Не очень волнует это понятие и физика-теоретик высокого полета: у него главный источник новых сведений, новых рабочих идей находится не во вне, а внутри, это его собственный ум; самой скудной информации ему бывает достаточно, чтобы развить победоносную теорию. (Совсем без информации, конечно, нельзя и ему. Он опирается на факты, как автомобиль на почву, но направления и темп движения определяются все-таки его внутрен-

ними силами.) А вот физику, чья опора — эксперимент, в чьей науке пути переработки информации развиты наиболее совершеннейше, в чьих руках есть возможность ставить опыт с ограниченным числом внешних влияний, — ему понятие о запасе информации очень даже сродни. Непосознанное, никем не высказываемое представление о том, что без новой информации нет новых выводов, работает в физике вовсю. Незаметно, не афишируясь, но работает.

Не правда ли, занятно, что наши знания, или наша информация о мире, не хотят возникать из ничего? Это звучит даже тривиально: ведь если из некоторой ситуации были извлечены все следствия, то для добавочных выводов нужны добавочные данные. Но, во-первых, остается еще возможность умственных построений, свободного полета воображения. В некоторых областях деятельности это в порядке вещей. А физик ставит опыты, ему нужны проверенные факты и теории, вот и возникает необходимость в этой нематериальной штуке — информации. Во-вторых, в реальной жизни никогда не известно, что сделаны все выводы, и иногда кажется, будто новые знания возникли из ничего, а это просто был несделанный вывод. А физика достигла такой степени развития, что в некоторых областях все мыслимые на сегодняшний день следствия из нового опыта, как правило, извлекаются, и там-то для новых выводов нужна новая информация. Не обязательно экспериментальная, может быть и теоретическая: сообразили, о чем прежде не догадывались, вспомнили, о чем забыли, и, глядишь, проблема заиграла новыми красками, подсказывает новые идеи и т. д. Скажем, в нашем опыте по изучению реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \eta^0$ наряду с экспериментальной информацией об устройстве прибора и о точности измерений энергий была теоретическая информация о постоянстве γ -фактора η -мезона. Этой последней снабжает нас не прибор, а наука кинематика, законы сохранения энергии и импульса. И одна форма информации равноценна другой. Именно эта последняя информация позволила нам улучшить разрешающую силу установки. Именно равноценности обеих форм информации мы обязаны возможностью усовершенствовать прибор, не прикасаясь к нему. И таких примеров трогательного единения двух форм информации — теоретической и экспериментальной — можно было бы привести десятки.

Первая наша попытка (в гл. 13) овладеть кинематикой распада на три частицы не удалась. Мы попытались представить его как два распада на две частицы, но из этого проистекло немного. Поэтому в гл. 14 мы, не мудрствуя лукаво, обратились к задаче, не требующей знания энергий и импульсов частиц. Но все равно нам не миновать честного и полного анализа системы трех частиц, анализа системы равенств

$$E_1 + E_2 + E_3 = m; \quad (1)$$

$$\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3 = 0; \quad (2)$$

$$E_1^2 - P_1^2 = m_1^2; \quad E_2^2 - P_2^2 = m_2^2; \quad E_3^2 - P_3^2 = m_3^2. \quad (3)$$

По-прежнему предпочитая геометрический язык попробуем наглядно изобразить условия (1) — (3).

Новая геометрия треугольника

Нарисуем равносторонний треугольник ABC с высотой m (рис. 57), возьмем внутри него произвольную точку O и соединим ее с вершинами A, B, C . Расстояния точки O от сторон треугольника обозначим E_1, E_2, E_3 . Площадь треугольника ABC равна сумме площадей треугольников OAB, OBC и OCA :

$$\frac{1}{2} m \cdot AC = \frac{1}{2} E_1 \cdot BC + \frac{1}{2} E_2 \cdot CA + \frac{1}{2} E_3 \cdot AB.$$

Сократив одинаковые множители, получим

$$E_1 + E_2 + E_3 = m, \quad (4)$$

известную многим теорему о том, что в равностороннем треугольнике сумма расстояний любой точки внутри треугольника от его сторон есть величина постоянная.

Перед нами готовый закон сохранения энергии. Это значит, что, какой бы случай распада мы ни заметили, внутри треугольника ABC всегда найдется точка, расстояния которой от сторон дадут энергии частиц в замеченном нами распаде. Множество распадов — множество точек. Все эти точки заполнят собой какую-то область внутри треугольника, и тогда, наоборот, внутри этой области любая точка изобразит мыслимый, допустимый случай распада.

Давайте научимся чертить границу этой области. (Нельзя ожидать, что область захватит собою весь треугольник, ведь мы не учли ограничения, даваемые равенством (2).)

Это хорошая задача на преобразование Лоренца.

Что значит нарисовать границу? Каким свойством обладают точки на границе? Пусть граница имеет, скажем, такую форму, как на рис. 58. Проведем несколько отрезков, параллельных стороне BC треугольника. Возьмем какой-нибудь один из них, скажем MN (M и N — точки его пересечения с границей). У точек вдоль отрезка

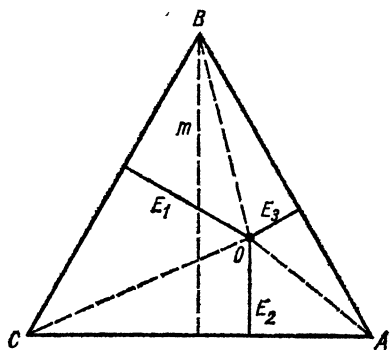


Рис. 57. Закон сохранения энергии.

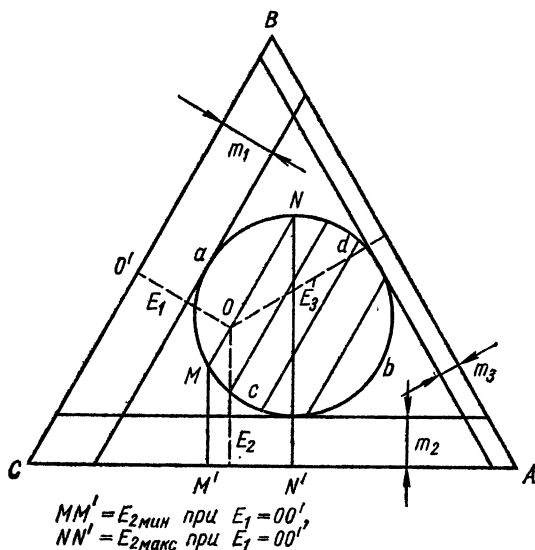


Рис. 58. К выводу уравнения границы фигуры Далица.

будет меняться расстояние от стороны AC , а расстояние от BC будет оставаться неизменным. Эти точки бу-

дут отвечать распадам с одной и той же энергией частицы 1, но с разными энергиями частицы 2. В точке М энергия частицы 2 будет наименьшей из возможных, в

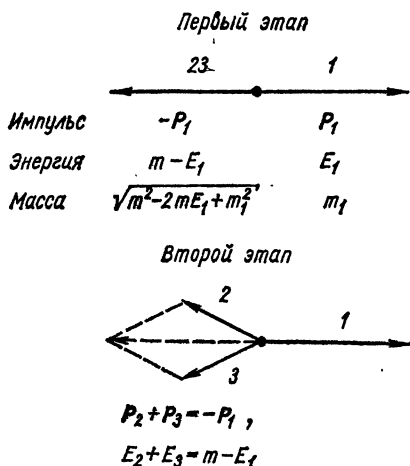


Рис. 59. Распад на частицы 1, 2, 3 в системе покоя частицы О.

точке М наибольшей. Если бы знать положение этих точек (расстояния от АС) на всех отрезках $MN \parallel BC$, то мы бы очертили всю границу области. Значит, задача сводится к тому, чтобы узнать наибольшее и наименьшее возможные значения E_2 при фиксированном E_1 .

Но если энергия частицы 1 равна E_1 , а ее импульс P_1 , то фиктивной частице 23 достанется энергия $m - E_1$ и импульс $-P_1$ (рис. 59). Инвариантная масса этой частицы окажется равной

$$m_{23}^2 = (m - E_1)^2 - P_1^2 = m^2 - 2mE_1 + m_1^2 \quad (5)$$

(пока это та же формула (6) из гл. 13).

Пусть частица 23 распалась на частицы 2 и 3. Энергия частицы 2 в системе покоя частицы 3

$$E_2^* = \frac{m_{23}^2 + m_2^2 - m_3^2}{2m_{23}} \quad (6)$$

(помните, это формула (9) из гл. 9), а ее импульс P_2^* тем самым тоже определится. Нам сейчас важно, что

и E_2^* и P_2^* определяются энергией E_1 вполне однозначно: в формулу (6) входит E_1 через формулу (5).

А теперь вернемся в систему покоя частицы О. Энергия частицы 2

$$E_2 = \gamma E_2^* + \gamma v P_{2\parallel}^* \quad (7)$$

Это преобразование Лоренца. В формулу входят: релятивистский фактор γ — отношение энергии частицы 23 к ее массе:

$$\gamma = \frac{m - E_1}{\sqrt{m^2 - 2mE_1 + m_1^2}} \quad (8)$$

и γv — отношение величины импульса частицы 23 к ее массе:

$$\gamma v = \frac{P_1}{\sqrt{m^2 - 2mE_1 + m_1^2}} \quad (9)$$

Кроме того, в формулу входит величина $P_{2\parallel}^*$ — проекция импульса P_2^* частицы 2 (в системе покоя частицы 23) на направление движения частицы 23. Сам по себе импульс P_2^* фиксирован, но его проекция может быть любой. В зависимости от того, куда двигалась частица 2 в системе покоя частицы 23, импульс $P_{2\parallel}^*$ становится то больше, то меньше. А вместе с $P_{2\parallel}^*$ изменяется E_2 в формуле (7). Наибольшее E_2 получится, когда частица 2 движется туда же, куда показывает и импульс — P_1 частицы 23; наименьшее — когда частица 2 движется в обратную сторону (рис. 60).

В обоих случаях проекция импульса совпадает по длине с самим импульсом P_2^* . Итак,

$$E_{2\text{ макс}} = \gamma E_2^* + \gamma v P_2^*, \quad (10)$$

$$E_{2\text{ мин}} = \gamma E_2^* - \gamma v P_2^*. \quad (11)$$

Вот мы и знаем, как чертить границы государства распадов на три частицы. Заодно мы узнали, что в пограничных распадах (тех, которые попадают на самую границу) все три частицы летят по одной линии: частица 2 летит либо в направлении частицы 1, либо прочь от нее (рис. 61). Частице 3 тогда тоже нет возможности свернуть в сторону. Те треугольники, которые всегда можно составить из импульсов P_1 , P_2 , P_3 , на границах превращаются в отрезки.

Но все-таки, что же это за линия (10), (11)*)?

В математике для нее нет особого названия. А в физике есть: ее называют фигурой Далица, по имени

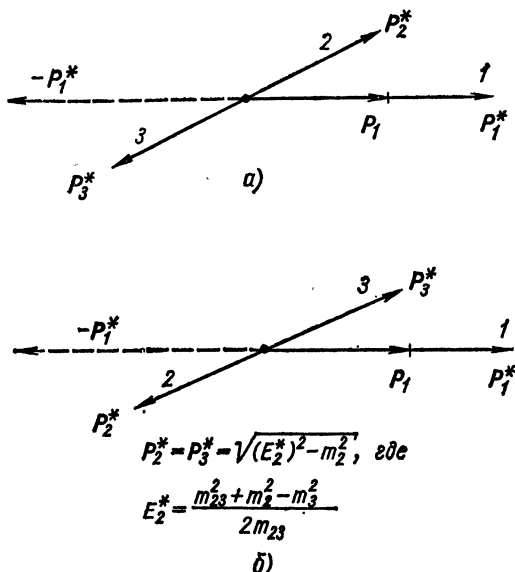


Рис. 60. Распад на частицы 2, 3 в системе покоя частицы 23.

Показан также импульс частицы 1 в системе покоя частицы 23. а) Энергия частицы 2 в системе покоя частицы О близка к минимальному значению (на рис. 58 точка, изображающая такие события, окажется для случая а) около точки М, для случая б) около точки N). б) Энергия частицы 2 близка к максимально возможной при данном значении энергии частицы 1.

человека, впервые ее нарисовавшего. Вид ее зависит от того, каковы m_1 , m_2 , m_3 , m . Если $m_1 = m_2 = m_3 = 0$, то она

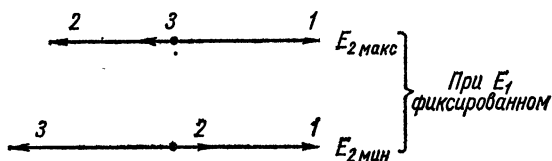


Рис. 61. Крайние значения энергии частицы 2.

превращается в равносторонний треугольник (рис. 62, а). Если m лишь ненамного больше суммы $m_1 + m_2 + m_3$,

*) Часть adb (на рис. 58) отвечает формуле (10), часть acb — формуле (11).

то линия почти не отличается от эллипса (рис. 62, б); если к тому же $m_1 = m_2 = m_3$, то это почти окружность.

Физики очень любят фигуру Далица. Удобно результат анализа какого-то снимка, на котором заметили распад на три частицы, изображать в виде точки. Снимок — точка. Снимок — точка. Тысяча снимков — тысяча точек. Итог наблюдений множества однотипных распадов — внутри заранее начерченной фигуры. Итог целого

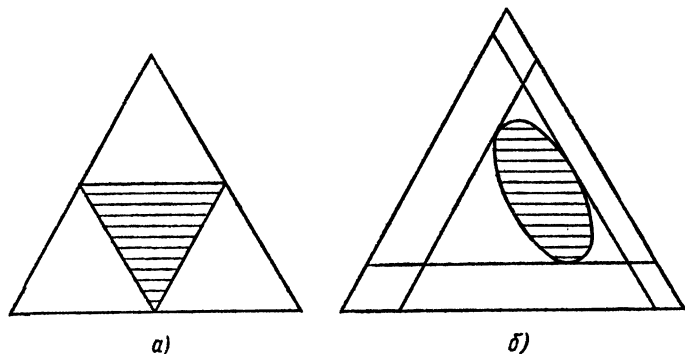


Рис. 62. Фигура Далица.

а) Для распадов на три фотона. б) Для распадов на три тяжелые частицы (внешний треугольник следовало бы начертить гораздо крупнее внутреннего).

опыта — одна картинка. Почти в каждом номере большого физического журнала, если публикуется работа по трехчастичным системам, мы встречаем веснушчатую, всю в крапинках фигуру Далица.

Но зачем все-таки она нужна? Дело в том, что у фигуры есть одно полезное свойство. Густота точек в любой ее части пропорциональна частоте, с которой происходят распады, чьи изображения попадают в эту часть. Скажем, если на небольшом квадратике 2 (рис. 63) у нас после опыта скопилось впятеро больше точек, чем в таком же квадратике 1 в другой части фигуры, то вероятность наблюдать тройки частиц с энергиями в районе квадратика 1 впятеро меньше, чем вероятность того, что в распаде родятся частицы с энергиями в районе квадратика 2. На фигуре мы видим, какие энергии встречаются чаще, какие реже *). А частота, с какой по-

*) И не только энергии. Ведь, зная энергии, ничего не стоит вычислить угол между частицами (из треугольника импульсов на рис. 9) или инвариантные массы пар частиц (из формулы (5)).

падают на нас частицы тех или иных энергий, тесно связана с тем, как эти частицы (0, 1, 2, 3) взаимодействуют между собой. Теорий такого взаимодействия очень много. И каждая выносит свое заключение насчет того,

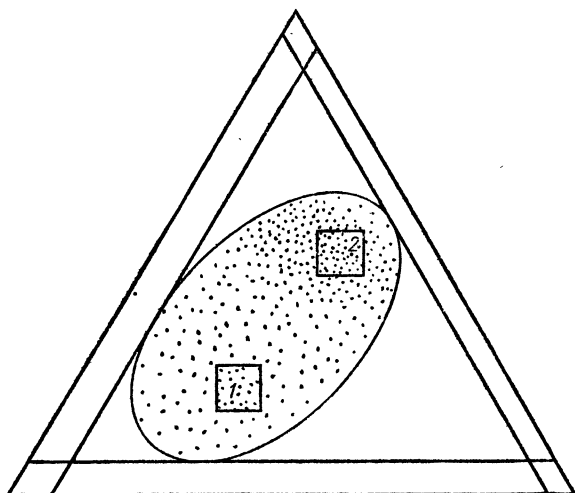


Рис. 63. Диаграмма Далица.

как часто должна встречаться та или иная энергия частицы. С помощью фигуры Далица теоретики из многих теорий взаимодействия выбирают самую подходящую.

Спин ω^0 -мезона

В гл. 8 мы говорили об открытии ω^0 -мезона. Исследуя тройки $\pi^+\pi^-\pi^0$, физики обнаружили, что слишком много троек имеет инвариантную массу m , близкую к числу 0,787 ГэВ, и поняли, что перед ними распад дотоле неизвестной частицы. Встал вопрос о свойствах этой частицы. Здесь пригодилась фигура Далица. Для всех троек π -мезонов с массой, близкой к 0,787, перевели их энергии в систему покоя предполагаемой частицы ω^0 . Это было сделано так. Сложив энергии E_1, E_2, E_3 , получили E_ω ; сложив импульсы P_1, P_2, P_3 , получили P_ω . Спроектировав P_1 на P_ω , нашли $P_{1\parallel}$. Затем записали $E_1^* = \gamma E_1 - \gamma v P_{1\parallel}$, где $\gamma = \frac{E_\omega}{m_\omega}$, $\gamma v = \frac{P_\omega}{m_\omega}$;

окончательная формула имела вид

$$E_1^* = \frac{E_\omega E_1 - P_\omega P_{1\parallel}}{m_\omega};$$

так же поступили и с E_2^* , и с E_3^* . Распады ω^0 -мезонов на π -мезоны с такими энергиями E_1^* , E_2^* , E_3^* изобразили в виде точек на фигуре Далица (рис. 64). Сюда, конечно,

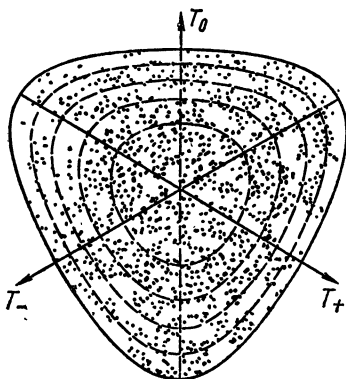


Рис. 64. Случаи распада $\omega^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, нанесенные на фигуру Далица.

T_+ , T_- , T_0 — кинетические энергии π^+ , π^- , π^0 -мезонов.

попали не только случаи распада $\omega^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, но и просто тройки π -мезонов, у которых случайно инвариантная масса оказалась близкой к 0,787 ГэВ. Возможности отделить одни от других не было. Но посмотрите, как интересно расположились точки. В центре фигуры они стоят густо, а чем дальше к периферии, тем их меньше.

Взглянув на эту фигуру, физик сразу поймет, что ω^0 -мезон — частица со спином. Это значит, что ее можно представить себе в ви-

де вращающегося шарика или волчка. Направление оси волчка называется вектором спина. Взаимодействие этих волчков с внешними полями зависит от взаимного расположения вектора спина и направления поля. Словом, частица со спином чувствует в этом смысле направление поля. Бывают частицы и без спина; их взаимодействие с внешним полем не зависит от направления поля.

Знать, у какой из частиц есть спин, у какой нет, очень важно, от этого зависит, какие у нее ближайшие родственники, как она действует на частицы, оказавшиеся поблизости, и многое другое. Но это очень непросто узнать, особенно когда, подобно ω^0 -мезону, частица живет 10^{-22} с. Тем не менее удалось доказать, что ω^0 — частица со спином. Попробуем дать общее представление о том, как это было сделано.

Это удалось доказать на основе правила, которому подчиняется распад частиц со спином на π -мезоны. Если взаимный разлет π -мезонов та-

ков, что он определяет собою какой-то вектор в пространстве, гласит правило, то чаще всего будут наблюдаться

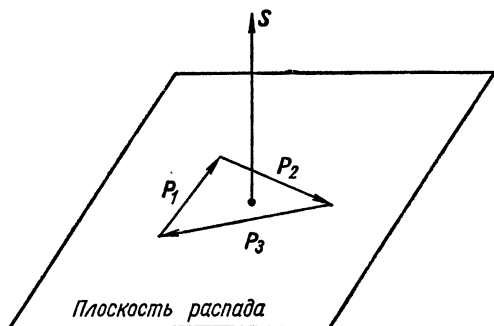


Рис. 65. Распад $\omega^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$.

Плоскости, в которых лежат импульсы трех π -мезонов, должны быть преимущественно перпендикулярны вектору спина ω^0 -мезона.

такие разлеты, когда этот вектор направлен по оси вращения — по вектору спина первоначальной частицы. Теперь представьте себе распад покоящегося ω^0 -мезона. Из импульсов трех π -мезонов можно составить треугольник, потому что равенство $\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3 = 0$ изображается в виде треугольника (рис. 65). Плоскость этого треугольника определяет собою вектор в пространстве — вектор, перпендикулярный к плоскости. Значит, правило утверждает, что вектор, перпендикулярный к плоскости распада, обязан преимущественно ориентироваться по оси вращения ω^0 -мезона. Или, проще, плоскость распада трех π -мезонов должна чаще всего быть перпендикулярна оси вращения ω^0 -мезона. А если бы у ω^0 -мезона не было оси вращения (частица без спина), то преимущественной плоскости распада не было бы.

Казалось бы, это невозможно проверить. Ось вращения не видна, она может быть направлена куда угодно, и как тогда убедиться, что одну какую-то плоскость распада ω^0 -мезоны предпочитают остальным?

Но выход все же есть. Надо посмотреть, существуют ли среди распадов такие, в которых треугольники импульсов вытягиваются в одну линию. Это «предельно тупоугольные» треугольники с углом 180° . Вершины

в таком треугольнике уже не определяют собою плоскости распада. Они лежат на одной прямой линии, а через прямую может проходить сколько угодно плоскостей. Следовательно, в них не может быть и преимущественной плоскости распада. А она должна быть, если распадается частица со спином. Значит, при распадах частиц со спином не должно наблюдаться «предельно тупоугольных», вытянутых в одну линию треугольников. Чем больше вытянут треугольник, тем реже должны попадаться в распадах такие треугольники.

Другое дело — распад бесспиновой частицы. Здесь положение плоскости распада ничем не оговорено, не важно и то, есть ли она вообще. Здесь распады «тупо-» и «остроугольные» могут встречаться одинаково часто.

А теперь взгляните на фигуру Далица (см. рис. 64). Вы помните, где на ней отведено место для случаев, когда все частицы движутся по одной линии? Вдоль ее границы. Пустынность пограничной зоны государства распадков — явное указание на то, что ω^0 -мезон не терпит, чтобы его потомки, π -мезоны, удалялись от той плоскости, которую он им предназначтал. «Ваша плоскость предопределена, — как бы говорит он им, — и извольте двигаться так, чтобы было ясно, куда мы при жизни голову держали».

Чем неустойчивее плоскость, опирающаяся на концы их импульсов как на треножник, тем меньше таких случаев. Наш ω^0 -мезон — частица со спином.

Но внимательный читатель уже настороже. Ему все яснее, что здесь что-то неладно.

Обман раскрыт

— Ага, вот оно, — обрываете вы меня. — Вы сказали, что разлет π -мезонов должен определять собою какой-то вектор в пространстве?

— Да...

— И что таким вектором должен быть перпендикуляр в плоскости распада?

— Да...

— И что, раз у π -мезонов, движущихся по одной линии, нет плоскости распада, то нет и вектора в пространстве, который мог бы совпасть с направлением вектора спина?

— Положим.

— Но это неправда! У них тоже есть выделенное направление — сама прямая, по которой они движутся. Они могут просто разлетаться вдоль оси вращения ω^0 -мезона, и ваше правило будет выполнено. Значит, и таким вот вытянутым тройкам ничто не мешает рождаться, пусть только они ориентируются преимущественно не поперек оси, а вдоль нее.

— Вы правы,— вынужден я сознаться,— и я рад, что вы поймали меня. Просто я хотел упростить истинное

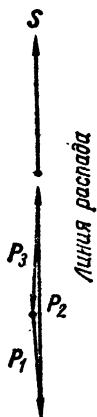


Рис. 66. Распад $\omega^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$.

Три π -мезона могли бы, казалось, разлететься вдоль направления спина ω^0 -мезона, однако анализ рис. 64 показывает, что так не бывает; векторы спина S на рис. 65 и 66 по-разному ведут себя при отражении в зеркале.

положение вещей. Придется говорить правду. Действительно, если три мезона образуют плоскость, то выделенный вектор — перпендикулярен к ней. Если они образуют прямую, то выделено само направление этой прямой (рис. 66). Но и векторы бывают двух видов. Одни, обычные векторы, соединяющие две точки в пространстве, после отражения в зеркале меняют свое направление на обратное (зеркало перпендикулярно вектору). Другие, определяющие положение плоскости в пространстве, после отражения по существу не меняются, потому что у плоскости нет верха и низа.

Почти полное отсутствие на фигуре Далица точек, изображающих распады с выделенной линией движения частиц, доказало, что ω^0 -мезон не просто частица со спином, но частица с определенными свойствами относительно отражения в зеркале.

— Какими именно?

— А вот это я не в силах общедоступно изложить.

Если читателя этот вопрос интересует, он должен обратиться к новым, более серьезным книгам по физике. А нам пришла пора кончать...

Но, заканчивая, я не могу не оглянуться и не напомнить: все, что люди узнали про ω^0 -мезон, — и его массу, и время его жизни, и его спинные свойства, — все это удалось открыть, ни разу не видя ни самого ω^0 -мезона, ни даже фотоснимка, на котором достоверно произошел его распад. Никогда не было известно, где ω^0 -мезон, а где — подделка под него, и все-таки он изучен ничуть не хуже других частиц.

В заключение — несколько задач.

1. Докажите, что если две частицы движутся с одинаковыми по величине и направлению скоростями, то и в любой другой системе отсчета их скорости будут одинаковы.

2. Сходная задача: если в какой-то системе отсчета оказалось, что импульсы двух частиц относятся, как их массы, то и в любой другой системе отсчета будет то же.

3. Пользуясь преобразованиями Лоренца, результатом задачи 2 и рис. 48, 49, решите систему уравнений

$$\begin{aligned}\sqrt{x^2 + m_1^2} + \sqrt{y^2 + m_2^2} + \sqrt{z^2 + m_3^2} &= E, \\ x + y + z &= P, \\ x : y &= m_1 : m_2.\end{aligned}$$

Задача легко обобщается на любое число неизвестных.

4. Как выглядит фигура Далица в случае $m_2 = m_3 = 0$; $m_1 \neq 0$?

5. Систему (1) из гл. 11 мы ни разу не решили до конца, хотя она сводится к квадратному уравнению. Решите ее наконец и напишите формулу, выражающую импульс частицы 1 через угол ее вылета. Из этой формулы легко получить формулу для предельного угла вылета частицы 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Физика элементарных частиц представляется мне высокогорной страной, над которой господствуют два огромных горных массива; основания их, переплетаясь и перепутываясь, охватывают собою всю эту страну, а вершины теряются в тучах и тумане.

Один массив — это средства обнаружения и результаты наблюдений. Это экспериментальная техника: приборы размером с Лужники и пересчетные схемы на полупроводниках; это поиск частиц с помощью самых обыденных средств — вскипания, искрения, фотографирования, и с помощью таких необычных, как излучение Вавилова — Черенкова; это изучение и обработка сотен тысяч и миллионов фотографий ради того, чтобы найти одну, которая подтвердит идею, пришедшую в голову теоретику; это поток новых частиц и резонансов; это открытие нарушений самых бесспорных, на наш взгляд, законов. Такова одна вершина. И неспециалисту довольно трудно охватить умом все это буйство техники и науки XX века.

Другой массив — это теоретические воззрения и расчетный аппарат. Это теории, самые предпосылки которых подымают дыбом волосы у здравомыслящего человека; это аппарат выкладок, в которых точный расчет занимает порой десятки страниц и перед которыми пасуют любые электронно-счетные машины; это умение манипулировать бесконечностями, бессмысленными операциями так, чтобы в конце получить 4—5 верных знаков; это язык, богаче или, во всяком случае, лаконичнее и точнее всех земных языков, вместе взятых: какое-нибудь ходовое понятие, вроде «виртуальной частицы», никакими человеческими словами нельзя объяснить, вне формул оно смысла не имеет; это обозначения, вводимые сначала для удобства, а потом оказывающиеся первыми словами этого нового языка; это следствия из теорий, которые кажутся невероятными или сомнительными даже тем, кто их вывел, и тем не менее подтверждаемые опытом с неожиданной точностью; и это наука, в которой с некоторых пор требование красоты построений стало чуть ли не основным и порой оттесняет старомодные требования логичности, обстоятельности, верности опыту в каждой детали. Спросите теоретика, что стоит за законами природы, логика или красота. Ответ будет — к р а с о т а. Впрочем, еще Авредий Августин знал, что «красота — это сверкание истины».

Такова вторая вершина. И человеку, стоящему вдаль от всего этого, очень трудно впитать даже самые скупые выжимки мировоззрения физика-теоретика.

Но интерес к этой «крыше мира» так велик, что то и дело предпринимаются попытки разогнать туман, клу-

блещущий над ней, и показать пораженной публике прекрасный горный ландшафт или очередное изумительной красоты строение, возведенное в ней стараниями обитателей.

Я скептически отношусь к этим попыткам. Все равно они не способны дать представление об истинных трудностях обитателей этой страны, о том, что их на самом деле волнует, об их истинных радостях. Потому что невозможно понять радость ребенка, купающегося в море, если сам не купался в детстве, если тебя не опрокидывала никогда веселая волна, если твои ноги не вязли в подводном песке. Невозможно нынешнему человеку понять первого земледельца, впервые вспахавшего и засеявшего по своему разумению свое поле, в свой срок своими руками скосившего и обмолотившего то, что уродилось, и впервые вдохнувшего запах свежее испеченного хлеба. Точно так же популяризация того, что не под силу читателю самому проделать и проверить, создает только иллюзию понимания. Быть может, она обогащает его словарь и как-то расширяет круг его мышления, но при этом она же сеет ненужную иллюзию понимания там, где о настоящем понимании нет и речи.

У такого классика популяризации, как Перельман, был совсем иной подход. Это было объяснение с цифрами и формулами, объяснение до конца. Он не брался объяснить слишком широкий круг явлений, но зато те проблемки, которые он хотел растолковать, он растолковывал до того, что читателю ничего не стоило разобраться самому в чем-то сходном.

Автор попытался пойти по такому же пути. Ему показалось, что в физике элементарных частиц есть область, которую может освоить до конца любой человек со средним образованием, освоить настолько, чтобы самому выводить новые формулы, анализировать частные случаи уже выведенных и понимать ход мысли во многих физических открытиях. Между двух главных заоблачных массивов нашей горной страны я попытался найти узкое, спрятанное между вершинами ущелье, по которому можно проникнуть в самую глубину этой страны. Идея была такая: пусть вертолет доставит нас к самому входу в ущелье, мы примем как данное формулы Эйнштейна, преобразования Лоренца и способность частиц распадаться и рассеиваться. Но дальше весь путь по ущелью мы проделали сами, преодолевая все те трудно-

сти, которые преодолевает и студент-физик. Он, конечно, идет быстрее, у него есть быстроходный аппарат — математический; мы, со своей школьной алгеброй, двигались куда медленнее, но мы все-таки двигались своим ходом, шли, а не перелетали; мы добросовестно, шаг за шагом, продвигались по ущелью и его разветвлениям. Кончили мы маршрут в самом сердце страны элементарных частиц; мы не поднялись ни на одну из тех вершин, которыми она заслуженно гордится, но свой путь мы проделали честно.

На этом плановый маршрут кончается. От вас самих зависит: то ли вернуться из этой глуши в цивилизованный мир, то ли перейти от туризма к альпинизму и начать карабкаться к самым вершинам в поисках новых загадок и новых неслыханных приключений.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Часть I КИНЕМАТИКА ДЛЯ ЛИРИКОВ	5
Глава 1. О ЧЕМ ПОЙДЕТ РЕЧЬ	5
Глава 2. НРАВЫ МИКРОМИРА	8
Глава 3. ЭНЕРГИЯ И ИМПУЛЬС БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ	16
Глава 4. ЕЩЕ ПРО ЭНЕРГИЮ И ИМПУЛЬС	26
Глава 5. СОХРАНЕНИЕ ЭНЕРГИИ И ИМПУЛЬСА	40
Глава 6. КИНЕМАТИКА В МИРЕ УСКОРИТЕЛЕЙ	52
Глава 7. КАК ОТКРЫВАЮТСЯ ЧАСТИЦЫ	59
Глава 8. КАК ОТКРЫВАЮТ РЕЗОНАНСЫ	73
Часть II КИНЕМАТИКА ДЛЯ ШКОЛЬНИКОВ	89
Глава 9. ЕЖИК ИМПУЛЬСОВ	89
Глава 10. КАКОГО ЦВЕТА ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ?	96
Глава 11. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЕЖИКА.	101
Глава 12. РАССКАЗ О ТОМ, КАК π^0 -МЕЗОН БЫЛ НАЙДЕН В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ	117
Глава 13. $2+3=23$	131
Глава 14. ТРЕХФОТОННЫЙ КОНУС	141
Глава 15. «... СЛАБЫМ МАНИЕМ РУКИ...»	149
Глава 16. К СОЖАЛЕНИЮ, ПОСЛЕДНЯЯ	161
Заключение	172

Герцен Исаевич Копылов
ВСЕГО ЛИШЬ КИНЕМАТИКА

М., 1981 г., 176 стр., с илл.
(Серия: Библиотечка «Квант»)

Редактор *Н. А. Райская* Технический редактор *В. Н. Кондакова*
Корректоры *О. А. Сигал, А. Л. Ипатова*
ИБ № 11917

Сдано в набор 26.11.80. Подписано к печати 27.03.81. Т-05737. Бумага 84×108^{1/32}, тип. № 2. Литературная гарнитура. Высокая печать. Условн. печ. л. 9,24. Уч.-изд. л. 9,21. Тираж 150 000 экз. Заказ № 2302. Цена книги 25 коп.

Издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

Ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени
Первая Образцовая типография имени А. А. Жданова Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии
и книжной торговли. Москва, М-54, Воровская, 28.

БИБЛИОТЕЧКА «КВАНТ»

ВЫШЛИ ИЗ ПЕЧАТИ:

- Вып. 1. М. П. Бронштейн. Атомы и электроны.
Вып. 2. М. Фарадей. История свечи.
Вып. 3. О. Оре. Приглашение в теорию чисел.
Вып. 4. Опыты в домашней лаборатории.
Вып. 5. И. Ш. Слободецкий, Л. Г. Асламазов. Задачи по физике.
Вып. 6. Л. П. Мочалов. Головоломки.
Вып. 7. П. С. Александров. Введение в теорию групп.
Вып. 8. Г. Штейнгауз. Математический калейдоскоп.
Вып. 9. Замечательные ученые.
Вып. 10. В. М. Глушков, В. Я. Валах. Что такое ОГАС?
Вып. 11. Г. И. Копылов. Всего лишь кинематика.

ГОТОВЯТСЯ К ПЕЧАТИ:

- Вып. 12. Я. А. Смородинский. Температура.
Вып. 13. А. Е. Карпов, Е. Я. Гик. Шахматный калейдоскоп.
Вып. 14. С. Г. Гиндикин. Рассказы о физиках и математиках.