



Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции

**Институт атомной энергии**

им. И. В. Курчатова

*ИГ105355*

**И.Н. Головин**

**ИАЭ-4885/8**

**МАЛОРАДИОАКТИВНЫЙ УПРАВЛЯЕМЫЙ  
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ  
(реакторы с  $D^3He$ )**

**Москва – ЦНИИАтоминформ – 1989**

## ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Во всех формулах, записанных для прикладных целей, и на графиках использована международная система единиц СИ, за исключением температуры и энергии отдельных частиц, выражаемых в кэВ.

В формулах теоретической физики использована абсолютная система СГС Гаусса.

Проведен анализ условий горения  $D^3He$ -плазмы, а также сравнение потоков нейтронов и трития в DT- и  $D^3He$ -реакторах равной мощности. Отмечено, что тридцатикратное уменьшение плотности потока нейтронов в  $D^3He$ -реакторе по сравнению с DT-реактором дает свободу выбора материалов для первой стенки и конструкций защиты. Предложены материалы для первой стенки, защиты, и сверхпроводящих обмоток, позволяющие снизить радиоактивность реактора на много порядков величины по сравнению с ядерными реакторами. Отмечены экологические преимущества таких реакторов, и сформулирована неотложная программа исследований, необходимых для обоснования реальности создания таких реакторов.

There are analysed the burning conditions for a  $D^3He$  plasma and compared the neutron and tritium fluxes for DT and  $D^3He$  reactors of equal thermal power. It is emphasized that the thirty fold decreased neutron flux in the  $D^3He$  reactor in comparison to the DT reactor give freedom for a wide search of materials for the first wall and the shield. Materials are proposed for the first wall, shield and superconductors, which permit to lower the reactor radioactivity in many orders of magnitude. Big ecological advantages of such reactors are pointed out and a urgent R&D program is defined for a proof of the reality of such reactors.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Экологический кризис, частью которого является парниковый эффект, уже проявляющийся в потеплении климата всего земного шара, кислотные дожди, тепловое засорение водоемов, создают угрозу всей биологической жизни на Земле. Выбросы углекислого газа, окислов азота и серы могут в самом ближайшем будущем потребовать сокращения сжигания каменного угля, нефти и биомассы. Гидроресурсы в состоянии покрыть едва ли 10% энергетических потребностей и за их использование приходится платить дорогой ценой потерь пастбищ, пахотных земель и разрушением рыбного хозяйства. Поток солнечной энергии очень велик, но так рассеян на поверхности земли, что едва ли его использование станет когда-либо экономически (а следовательно, и энергетически, в глобальном балансе энергии) приемлемым. Энергии ветров, приливов, геотермальные источники не велики и в состоянии обеспечить не более, чем местные небольшие запросы на второстепенных участках деятельности человека. Поэтому на энергию ядерных превращений приходится смотреть как на основу энергетики будущего [1].

Однако катастрофы Чернобыля, Бхопала и ряда других объектов, повлекшие за собой многочисленные человеческие жертвы, необходимость медицинской помощи десяткам тысяч людей [2] и стоимостные гигантских затрат по ликвидации их последствий, заставляют нас по-новому относиться к мерам безопасности во всей промышленности. Поскольку никакая сколь угодно совершенная автоматика и никакая строжайшая производственная дисциплина, удорожая производство, не в состоянии полностью исключить аварии, то приходится с возрастающим вниманием искать технические решения, в принципе исключющие или принципиально ограничивающие размеры бедствий.

Создатели АЭС работают в этом направлении и развивают проекты электростанций с энергоблоками повышенной и предельной надежности на основе закладываемых в них принципов внутренне присущей безопасности, которые снизят вероятность тяжелых аварий. Но это не уменьшит суммарного количества радиоактивных материалов, находящихся в обращении. А для человечества жизненно важно минимальными тем-

нами наращивать, а лучше сокращать, промышленность по обработке радиоактивных веществ, их транспортировку и захоронение радиоактивных отходов.

При зарождении проблемы управляемого термоядерного синтеза в нашей стране в 1950 — 51 гг. И.В. Курчатов с первых шагов обратил внимание на выяснение радиационной опасности с ней связанной и величины ресурсов термоядерного топлива. Запасы дейтерия на Земле поистине неисчерпаемы — их хватит на миллиард лет. Запасы лития для производства из него трития велики и по приемлемой цене их хватит на миллион лет при извлечении из воды океанов, так же как и урана хватит на миллион лет при использовании ядерных бридеров [3]. Сделанные в те годы оценки радиационной опасности показали, что если бы предельно допустимая на земном шаре энергетика, ограниченная таянием полярных льдов, вся была бы термоядерной и весь используемый ею тритий был бы выпущен в атмосферу и равномерно в ней размешан, то это привело бы только к удвоению естественного фона радиоактивности. Радиоактивности, наведенной нейтронами от термоядерной реакции, в то время не учитывали. На основе этого был сделан вывод, что термоядерная энергетика хорошо обеспечена топливом и на пять-шесть порядков величины менее опасна по радиоактивности, чем ядерная. Эта аргументация служила в то время обоснованием актуальности для человечества решения проблемы управляемого термоядерного синтеза.

Однако первое, проведенное в 1976 г., обстоятельное сопоставление биологической опасности быстрых бридеров и термоядерных реакторов, сжигающих дейтерий-третиевое топливо, такой большой разницы не подтвердило [4]. Суммарная радиоактивность ядерного и термоядерного реактора равной тепловой мощности оказалась одинаковой, но биологическая опасность термоядерного реактора на один-два порядка ниже, чем ядерного [4, 5]. Требования к захоронению радиоактивных отходов в глубоких, до километра под поверхностью земли, геологических формациях, гарантирующих отсутствие в них подземных вод, также оказались близкими, а выброс всего трития (нескольких килограммов), находящегося в термоядерном реакторе мощностью порядка гигаватта, в момент атмосферной инверсии, может погубить людей в радиусе около километра от реактора. Рассматриваемые в Советском Союзе и в США гибридные термоядерные реакторы, производящие плутоний из обедненного урана, по опасности в предельной аварии не отличаются от быстрых бридеров. Только вероятность предельной аварии

у термоядерного бридера меньше, так как у него в принципе невозможен неуправляемый разгон, ибо ядерное топливо находится в глубоко подкритическом состоянии и при аварии термоядерная реакция может только потухнуть. Пожароопасный натриевый теплоноситель быстрого ядерного бридера в нем не нужен. По этим причинам термоядерные бридеры могли бы быть предпочтительнее ядерных.

Но термоядерные реакторы гораздо сложнее ядерных, создание и поддержание их требует гораздо более высокой технической культуры в промышленности, их изготавливающей, и при эксплуатации, чем создание и поддержание ядерных реакторов. Попытки детального экономического анализа этого вопроса нам не известны. Вместе с тем концептуальные проработки проектов термоядерных реакторов как на основе токамаков, так и открытых ловушек показали, что электроэнергия от термоядерных электростанций не будет дешевле, а скорее всего будет раза в два дороже, чем от АЭС [6].

Так спрашивается, нужны ли вообще термоядерные реакторы, если радиационная опасность их сопоставима с опасностью ядерных реакторов, стоимость электроэнергии от термоядерных электростанций не ниже стоимости электроэнергии от АЭС, технологические требования выше и запасы топлива примерно одинаковы?

Широкие дискуссии, идущие в США по этому вопросу не привели к выводу о наличии экономических или экологических преимуществ термоядерных реакторов перед ядерными, оправдывающих большие вложения средств в термоядерную энергетику [7].

Но если ядерные реакторы останутся основой энергетики мира, то будущее человечества омрачено возрастающим количеством высоко-радиоактивных материалов, находящихся в промышленном обороте по извлечению плутония из твэлов, фабрикации новых твэлов из высокотоксичного и радиоактивного плутония, необходимостью транспортировки автотранспортом или по железным дорогам больших количеств высокордиоактивных материалов, необходимостью глубокого захоронения высокордиоактивных отходов с периодическим контролем состояния их тары. Возможность повторения катастроф, подобных чернобыльской, при этом принципиально не исключается.

Гораздо светлее выглядит будущая жизнь на Земле при разработке термоядерных реакторов с малой радиационной опасностью. Такую перспективу открывает использование в качестве топлива смеси дейтерия с гелием-3. Как показано далее, при этом биологическая опасность термоядерных реакторов, по-видимому, может быть снижена на четыре-

пять порядков величины по сравнению с ядерными реакторами, полностью отпадает промышленность обработки радиоактивных материалов и их транспортировки, качественно упрощается захоронение радиоактивных отходов. Катастрофы, подобные чернобыльской, делаются невозможными.

До недавнего времени вопрос о  $D^3He$ -топливе был вне пределов серьезного внимания из-за того, что запасы гелия-3 на Земле не могут обеспечить большой энергетики. В 1986 г. Д.Л. Кульчинский в Висконсинском университете США впервые опубликовал проведенные им с другими специалистами разработки возможности доставки в начале будущего века с Луны необходимого для развития термоядерной энергетики количества гелия-3. Запасы гелия-3 на Луне оказались весьма значительными [8, 9]. При переводе всей современной электроэнергии мира на сжигание лунного гелия-3 его хватило бы на тысячелетие. Упомянутые разработки показывают, что доставка гелия-3 с Луны не только технически возможна и энергетически выгодна, но и, по-видимому, экономически оправдана. Стоимость лунного гелия-3 обусловит топливную составляющую электроэнергии в долю копейки за киловатт-час. Однако вопросы экономики этого процесса еще находятся на самой зачаточной стадии и требуют внимательного анализа.

Важно, как отметил Кульчинский, что использование  $D^3He$  вместо DT может привести к более раннему созданию термоядерной энергетики из-за имеющейся возможности, регулируя пропорции дейтерия и гелия-3 в топливе, в десятки раз уменьшить потоки нейтронов и соответственно уменьшить радиационные повреждения первой стенки реактора и прилегающих к ней конструкций blankets. А это фундаментально важно.

Действительно, ни один из существующих материалов не способен выдержать нейтронного облучения первой стенки в DT "чистом" реакторе дольше трех — шести лет, и за время исчерпания ресурса реактора (30 лет) требуется многократная полная смена высокорadioактивной первой стенки и прилегающих к ней конструкций blankets с помощью дистанционно управляемых роботов, что сложно, дорого и приводило бы к длительным перерывам в работе реактора. Создание же материала с повышенной в 5 — 10 раз радиационной стойкостью является сложной физической задачей, решение которой требует совместной работы материаловедов всего мира в течение длительного периода времени, причем успешного решения ее нельзя гарантировать.

Настойчиво повторяя о достоинствах малорadioактивного синтеза, основанного на  $D^3He$ , мы привлекаем внимание термоядерного сообщ-

щества к сказанному ранее, что нет сильных стимулов для включения DT-синтеза с современными материалами в энергетику будущего наряду с ядерными реакторами, не говоря уже о замене ядерной энергетики на термоядерную.

Отсутствие качественного превосходства рассматриваемых сейчас термоядерных DT-реакторов перед ядерными, с точки зрения промышленного использования создает ту неустойчивость, которая существует в мире с финансированием программы УТС в целом и с финансированием сооружения все более дорогостоящих термоядерных установок следующего поколения, таких, как ОTR или ITER, требующих уже миллиардных ассигнований.

Экологические достоинства  $D^3He$ -реакции и, как увидим далее, более высокая надежность реакторов ее использующих, создаст мощный стимул для развития программы УТС, если экономические показатели энергетики, основанной на этой реакции, будут благоприятными.

Однако путь к малорадиоактивному синтезу исторически и логически лежит через DT-синтез, как промежуточный этап.

Многолетнее развитие всей проблемы УТС подготовило возможность осуществить зажигание DT-реакции в ближайшее десятилетие только на токамаках. Зажигание будет крупнейшей победой термоядерной программы и потому является главной задачей сегодняшнего дня для термоядерных лабораторий.

Как выяснилось, его не удастся осуществить на действующих установках TFTR и JET. Необходимо сооружение новой установки или установок, стоимостью в сотни миллионов долларов.

С целью зажигания и поддержания длительного горения DT-реакции в токамаке разработан европейский проект NET и разрабатывается объединенными силами СССР, Западной Европы, США и Японии проект ITER. Для зажигания и непродолжительного горения предлагаются проекты более дешевых токамаков CIT, IGNITOR и др.

Мы считаем, что насущно необходимо одновременно с проектированием ITER провести расчетно-проектную проработку проблемы  $D^3He$ -реакции по программе, указанной в заключении.

Если такая проработка приведет к оптимистическим выводам, то предстоит развертывание новых обширных экспериментальных и теоретических исследований плазмы сначала на лабораторных установках возрастающего масштаба, а затем на опытных реакторах. Надо искать менее дорогие решения, чем ОTR, JET или ITER. На короткий по времени путь надеяться не приходится ни при каком варианте решения.

Но обеспечить человечество энергетикой с низкой радиационной опасностью — столь важная задача, что оправдывается дополнительный расход времени и труда на ее решение.

Эти новые системы будут существенно отличаться от современных токамаков. Среди них, базируясь на сегодняшнем уровне знания, мы вынуждены назвать наиболее пригодными открытые амбиполярные ловушки. Не исключается возможность использования токамаков в так называемой второй области устойчивости, стеллараторов с пространственной кривизной магнитной оси или других систем с магнитным удержанием. Но о них мы знаем еще меньше, чем об амбиполярных ловушках. Ряд авторов [10] рассматривает также инерционный  $D^3He$ -синтез. Но если захотеть зажигать эту реакцию при импульсном сжатии мишени из чистого  $D^3He$ -топлива, то потребовались бы импульсы лазерного света или пучков тяжелых частиц с энергией значительно превышающей те 10 мегаджоулей за десятков наносекунд, без которых не зажечь и DT-реакции. А путь и до десяти мегаджоулей тернист и еще далеко не пройден. Поэтому предлагаются комбинированные мишени с поджигом реакции вспышкой DT-синтеза. Но при этом добавляются в некотором количестве DT-нейтроны, получение которых желательно избежать. По такому же пути предлагают идти Бурцев и другие [11, 12] для поджига  $D^3He$ -реакции в омаках. Достоин самого серьезного внимания поиск качественно новых решений.

Мю-катализ для зажигания  $D^3He$ -топлива совсем не пригоден, так как ядерный синтез в мю-молекулярном ионе  $(D, \mu^-, {}^3He)^{++}$  слишком маловероятен, чтобы получить полезную энергию.

Замечательно еще следующее важнейшее обстоятельство. Энергетика, сжигающая гелий-3, ориентирует космическую технику с военных на мирные цели и гигантские затраты, понесенные на нее, обратятся не во вред, а на пользу человечеству. Запасов гелия-3 на Луне хватит для земных целей, как было уже сказано, на тысячу лет. Едва ли надо сейчас заботиться о топливе для более далекого будущего. Но если все же о нем говорить, то добыча гелия-3 на Юпитере, где его запасы неисчерпаемы, открывает широчайшее поле мирной деятельности для разработчиков космической техники.

Создание лунного промышленного производства гелия-3 — дело реальное для ближайших десятилетий. В этом нет нерешенных принципиальных проблем. Можно было бы опасаться, что регулярный космический транспорт повредит озоновый слой, защищающий все живое на Земле от губительного солнечного ультрафиолета. Но корабли, сжигающие

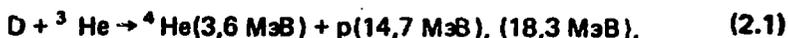
хотя бы на участке пути сквозь озоновый слой кислородно-водородное топливо с избытком кислорода, а такие надо создать, безвредны для него. Получение кислорода и водорода в нужном количестве будет побочной ветвью лунной гелиевой промышленности.

Еще раз повторим, что если концептуальная проработка подтвердит оптимистические выводы этой статьи и Висконсинского института и покажет, что создание малорадиоактивной  $D^3He$ -энергетики оправдано экономически, то программа управляемого термоядерного синтеза приобретет большую актуальность для человечества.

Долг термоядерного сообщества, не откладывая на неопределенное будущее, достигнуть ясности в этом вопросе и соответственно ориентировать программу дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

## 2. РЕАКЦИИ СИНТЕЗА В ПЛАЗМЕ

В плазме, содержащей смесь дейтерия с гелием-3, будут одновременно с основной реакцией



протекать и сопутствующие реакции



Мы будем рассматривать плазму с различными отношениями  $\xi$  чисел ионов гелия-3 и дейтерия. Концентрации остальных компонент, образующихся при горении, определяются температурой плазмы и условиями удержания частиц магнитным полем. Поставив перед собой задачу выяснения основных закономерностей, мы вводим упрощения, считая температуры дейтронов, ионов гелия-3 и электронов одинаковыми. Насколько грубо это приближение, должны показать подробные расчеты. Их нельзя вести по привычным формулам кулоновских соударений, так как при энергии протонов 14,7 МэВ сечения их ядерных соударений с дейтронами и  ${}^3He^{++}$  примерно в 1000 раз больше кулоновских сечений [13]. Аналогично и для других заряженных продуктов термоядерных реакций ядерными взаимодействиями с ионами плазмы нельзя пре-

небрегать при температуре электронов 50 – 70 кэВ, характерной для  $D^3He$ -реакции. Но пока точные расчеты не проведены можно лишь сказать, что при интересующей нас плотности электронов  $n_e \approx 4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  время свободного пробега протона с указанной энергией до первого ядерного соударения равно 1,5 – 0,5 с при концентрациях  $\xi$  гелия-3 соответственно 1 и 3,5, которые, как увидим, будут нас интересовать. Время торможения в  $v$  раз на электронах  $\tau_T$  в результате кулоновских соударений, оцененное по формуле [14]

$$n_e \tau_T = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{8Z^2 e^4 \Lambda} \frac{M}{m^{1/2}} \frac{WT_e^{1/2}}{2W - 3T_e - 1}$$

равно 0,7 с при  $T_e = 70$  кэВ, где  $W$  – энергия;  $Z$  – заряд;  $M$  – масса иона;  $m$  – масса электрона;  $\Lambda$  – кулоновский логарифм, равный  $\approx 20$  в интересующих нас случаях. Для протонов

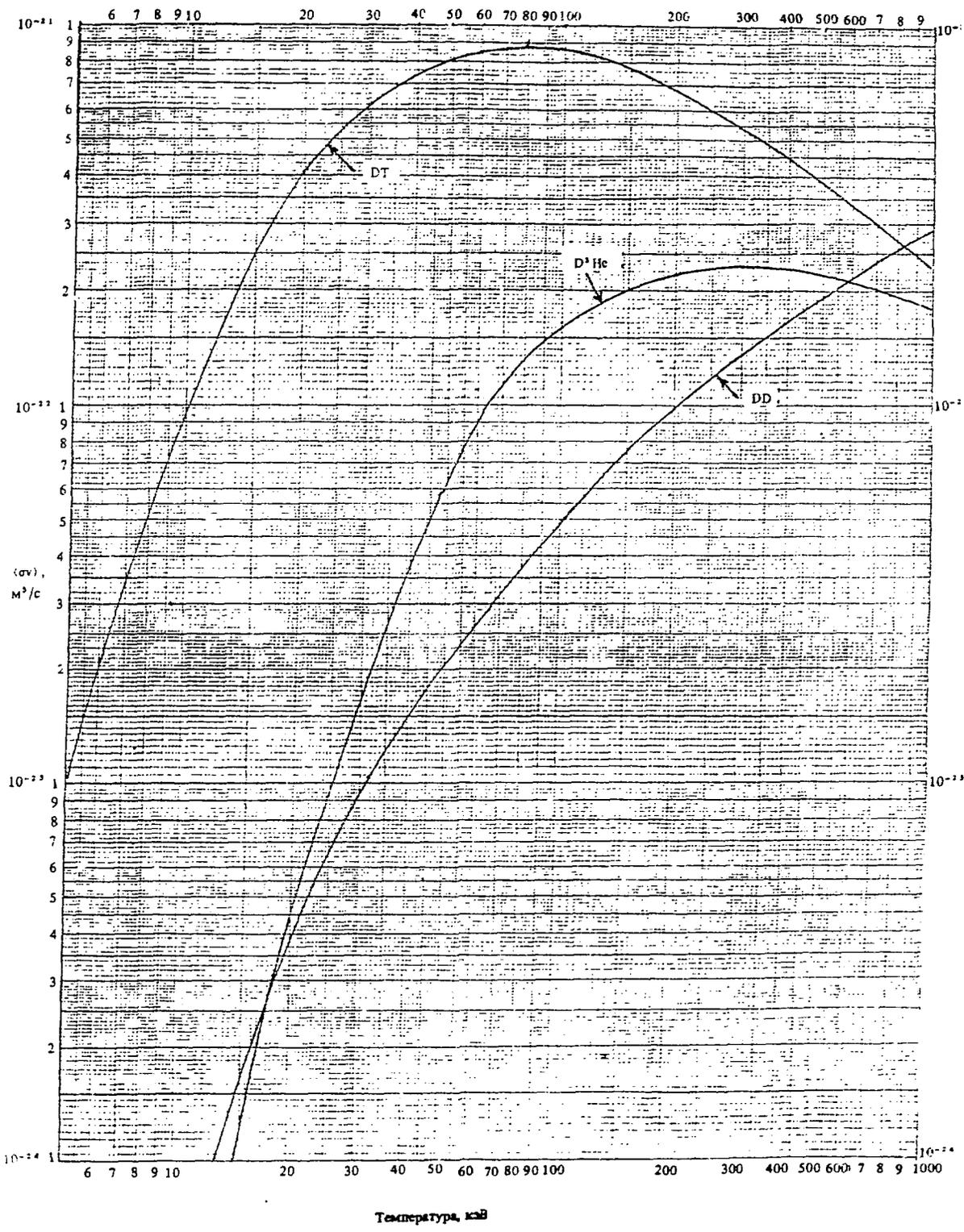
$$n_e \tau_T = 3,3 \cdot 10^{17} \frac{WT_e^{1/2}}{2W - 3T_e - 1} \quad (2.5)$$

Приведенные цифры показывают, что для полной передачи энергии от протонов к плазме необходимо время удержания частиц плазмы больше, чем

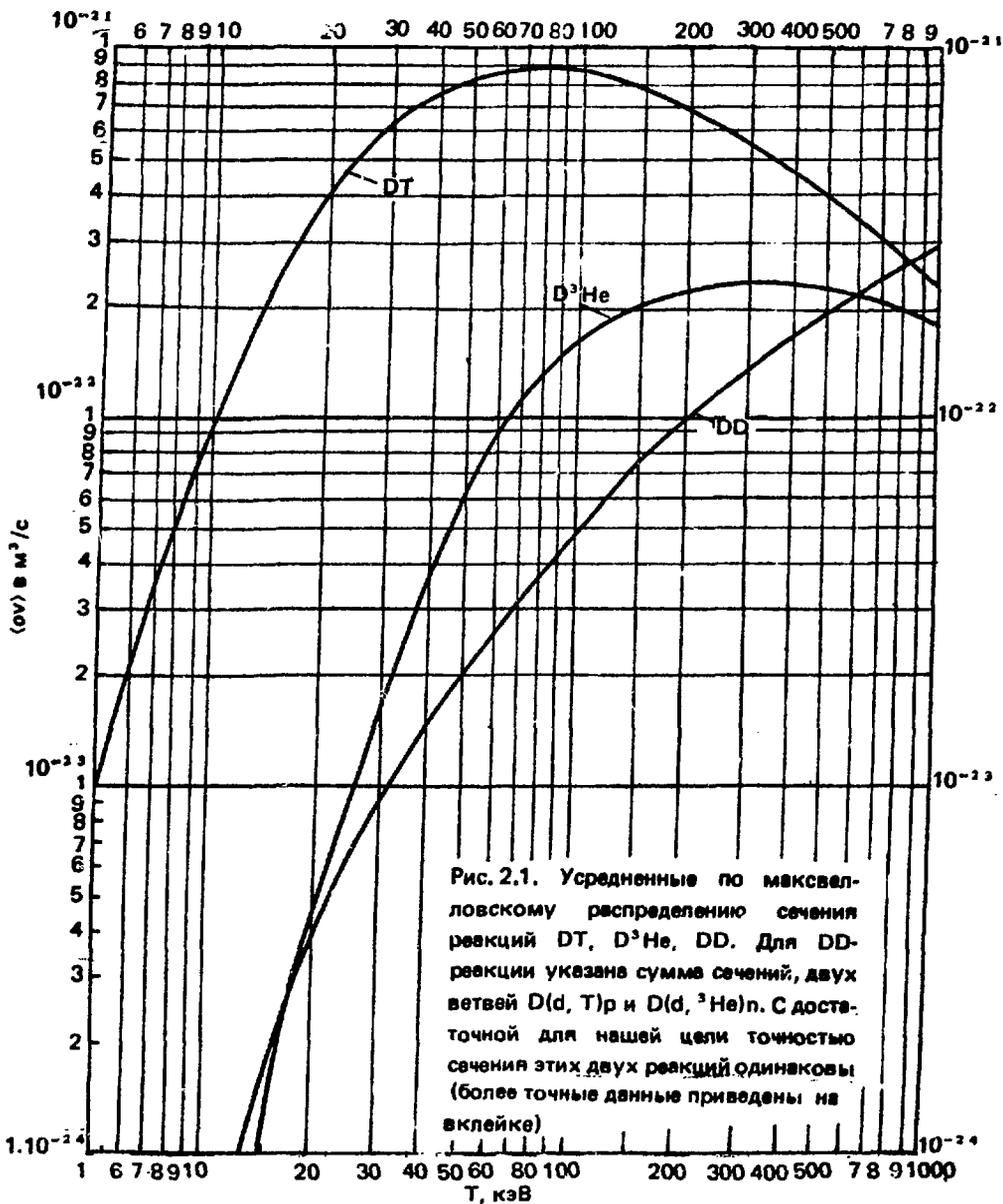
$$0,7 \ln\left(\frac{14,7}{0,07}\right) = 3,7 \text{ с,}$$

и что учет ядерных взаимодействий несколько повышает температуру ионов плазмы по сравнению с той, которая получилась бы при только кулоновском взаимодействии.

Использованные нами величины для средних скоростей реакции  $\langle \sigma v \rangle$ , усредненные по максвелловскому распределению, приведены на рис. 2.1. Для  $DD$ -реакции даны суммарные значения  $\langle \sigma v \rangle_{DD}$  для обеих ветвей реакции. Когда нам понадобится вычисление потока нейтронов или образования трития, мы будем брать половину указанных на рис. 2.1 значений  $\langle \sigma v \rangle_{DD}$  и обозначать их  $\langle \sigma v \rangle_{DD1}$ .



Температура, кэВ



### 3. ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ И РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ

Для ориентировки в основных закономерностях мы рассмотрим упрощенную задачу. Примем, что плотность всех компонент и их температура постоянны по радиусу и что температуры электронов, дейтронов и ядер гелия-3 одинаковы. Кроме того, не будем учитывать давления, создаваемого продуктами реакции p, T, <sup>3</sup>He и <sup>4</sup>He.

Для наших целей плотности энерговыделения в плазме и чисел час-

тиц ее компонент удобно выражать через бету, температуру и индукцию внешнего магнитного поля.

**Плотность компонент**

$$n_e = \frac{1 + 2\xi}{2 + 3\xi} n_0, \quad (3.1)$$

$$n_D = \frac{1}{2 + 3\xi} n_0, \quad (3.2)$$

$$n_{He} = \frac{\xi}{2 + 3\xi} n_0, \quad (3.3)$$

где

$$n_0 = n_e + n_D + n_{He} = \frac{\beta^2}{8\pi T} \quad (3.4)$$

Плотность полного энерговыделения от основной термоядерной реакции  $D^3He$

$$P_{DHe} = \frac{1}{64\pi^2} \frac{\xi}{(2 + 3\xi)^2} \frac{\langle \sigma v \rangle_{DHe}}{T^2} \beta^2 B^4 E_{DHe},$$

где

$$E_{DHe} = 18,3 \text{ МэВ} \quad (3.5)$$

или

$$P_{DHe} [\text{МВт/м}^3] = 1,8 \cdot 10^2 \frac{\xi}{(2 + 3\xi)^2} \frac{\langle \sigma v \rangle_{DHe} \cdot 10^{23}}{T^2} \beta^2 B^4. \quad (3.5')$$

На рис. 3.1 приведена зависимость  $P_{DHe}$  от температуры при различных  $\xi$  для  $\beta = 0,7$  и  $B = 5 \text{ Тл}$ , близких к максимальным значениям, осуществимым в центральном соленоиде амбиполярного реактора. Там же приведены для  $\beta = 0,06$  и того же магнитного поля, близких к максимальным значениям для реакторов токамаков, зависимости полной мощности  $P_{DT}^n$  от температуры термоядерной DT-реакции и мощности  $P_{DT}^a$ , передаваемой в этой реакции альфа-частицам.

$$P_{DT} = \frac{1}{1024\pi^2} \frac{\langle \sigma v \rangle_{DT}}{T^2} \beta^2 B^4 E_{DT}, \quad (3.6)$$

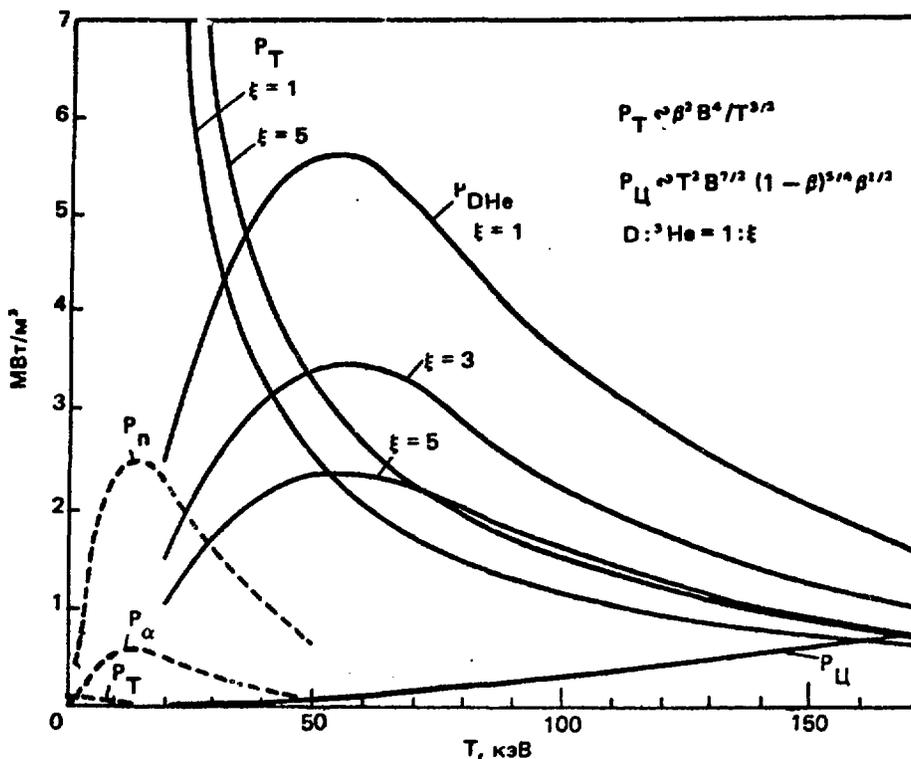


Рис. 3.1. — — плотности в  $D^3\text{He}$  плазме при  $\beta = 0,7$ ,  $B = 5$  Тл, коэффициенте отражения циклотронного излучения от стенок  $\gamma = 0,9$ , мощности  $P_{DHe}$  термоядерной реакции, тормозного  $P_T$  и  $P_C$  циклотронного излучений,  $\alpha = 0,5$  м, характерных для амбиполярного реактора; ---- — мощности  $P_n$  — полная,  $P_\alpha$  — в альфа-частицах  $P_T$  — тормозного излучения DT-реакции при  $\beta = 0,06$ ,  $B = 5$  Тл, характерных для токамаков

где соответственно  $E_{DT}$  равно 17,6 и 3,5 МэВ, или

$$P_{DT} [\text{МВт}/\text{м}^3] = A \frac{\langle \sigma v \rangle_{DT} \cdot 10^{23}}{T^2} \beta^2 B^4, \quad (3.6')$$

где  $A = 10,9 \cdot 10^{+6}$  для полной мощности и равно  $2,17 \cdot 10^{+6}$  для мощности в альфа-частицах.

Для определения условий зажигания реакции необходимо знать радиационные потери из плазмы. Неустранимы тормозное и циклотронное излучения. Излучение на примесях, теплопроводность, перенос энергии перезарядкой и потерей частиц из плазмы будем относить к процессам, определяющим энергетическое время  $\tau_E$ .

Тормозное излучение находится в рентгеновском диапазоне и плазма для него прозрачна.

В расчете тормозного излучения необходимо учитывать релятивистскую поправку, так как уже при температуре 60 кэВ, она достигает 50% и, таким образом, сильно влияет на условия горения.

Мощность тормозного излучения вычисляем по формуле

$$P_T [\text{МВт/м}^3] = 5,34 \cdot 10^{-43} Z_{\text{эф}}^2 T_e^{1/2} n_e^2 K, \quad (3.7)$$

где  $K$  — релятивистская поправка, взятая из работы Хирано [12] и выражающая интерполяцию между нерелятивистским случаем и крайне релятивистским ( $T_e \sim 50$  МэВ), для которых существуют аналитические решения [15]:

$$K = \left(1 + \frac{2T_e}{T_0}\right) \left\{1 + \frac{2}{Z_{\text{эф}}^2} \left[1 - \frac{1}{(1 + T_e/T_0)^2}\right]\right\}; \quad (3.7')$$

где  $T_0 = m_e c^2 = 511$  кэВ;  $Z_{\text{эф}}^2 = 1/n_0 \sum_i Z_i^2 n_i(Z)$ . Для  $D^3$  Не плазмы

$$Z_{\text{эф}}^2 = \frac{1 + 4\xi}{1 + 2\xi}.$$

Для  $D^3$  Не плазмы формула (3.7) принимает вид

$$P_T [\text{МВт/м}^3] = 3,32 \cdot \frac{(1 + 2\xi)(1 + 4\xi)}{(2 + 3\xi)^2} \frac{\beta^2 V^4}{T_e^{3/2}} K. \quad (3.8)$$

Для DT-плазмы множитель, содержащий  $\xi$ , заменяется единицей.

Вычисление циклотронного излучения является трудной задачей, так как оно относится к СВЧ-диапазону и сильно поглощается плазмой. Поэтому, в отличие от  $P_T$  и  $P_{DHe}$ , определяемых локальными значениями плотности и температуры, циклотронное излучение зависит от размеров плазмы и профилей  $n$  и  $T$  настолько, что, например, в глубине плазмы, в области наибольших значений  $n$  и  $T$  идет излучение, в то время, как на периферии в области малых  $n$  и  $T$  может преобладать поглощение. За последние десять лет ряд работ был посвящен вычислению циклотронного излучения [16 — 18]. Это трудоемкие вычислительные задачи и точность решения их превосходит точность оценки и остальных параметров в нашем анализе. Поэтому мы воспользуемся формулой Трубникова [19], учитывающей среднее поглощение излучения плазмой при многократных отражениях от стенок. По его оценке, погрешность этой формулы может быть  $\sim 50\%$ .

$$D_{\text{ц}} [\text{МВт/м}^3] = 4,1 \cdot 10^{-17} (\text{ВТ})^{5/2} \left[ \frac{n_e(1-r)}{a} \right]^{1/2}; \quad (3.9)$$

где  $a$  — радиус плазмы;  $r$  — коэффициент отражения от стенок.

Для ловушки с  $D^3\text{He}$ -плазмой с учетом ослабления внешнего поля  $B_0$  внутри плазмы по формуле  $B = B_0 (1 - \beta)^{1/2}$ , формула (3.9) приобретает вид

$$D_{\text{ц}} [\text{МВт/м}^3] = 2,0 \cdot 10^{-6} B_0^{7/2} T^2 (1 - \beta)^{5/4} \beta^{1/2} \left( \frac{1 + 2\xi}{2 + 3\xi} \frac{1 - r}{a} \right)^{1/2}. \quad (3.9')$$

На рис. 3.1 мы видим, что мощность циклотронного излучения при  $\beta = 0,06$  и температуре горения  $\text{DT}$ -реакции  $10 - 15$  кэВ пренебрежимо мала. Однако при вычислении тормозного излучения все же, согласно (3.8), релятивистский эффект заметен, так как при  $T_0 = 15$  кэВ,  $K = 1,18$ .

Пользуясь формулами (3.7'), (3.9') и (3.5'), мы можем записать условие горения в виде

$$\varphi \equiv \frac{P_T + P_{\text{ц}}}{P_{\text{DHe}}} = \frac{DT^{1/2} K + F \frac{T^4 (1 - \beta)^{5/4}}{B_B^{1/2} \beta^{3/2}}}{A(\sigma\nu)_{\text{DHe}}} < 1, \quad (3.10)$$

где

$$D = 3,29 \cdot 10^{-10} \frac{(1 + 2\xi)(1 + 4\xi)}{(2 + 3\xi)^2}$$

$$F = 2,0 \cdot 10^{-16} \left( \frac{(1 + 2\xi)(1 - r)}{(2 + 3\xi)a} \right)^{1/2};$$

$$A = 1,81 \cdot 10^{15} \frac{\xi}{(2 + 3\xi)^2}.$$

Полученные по формуле (3.10) зависимости  $\varphi$  от температуры при различных значениях  $\xi$  приведены на рис. 3.2, показывающем, что при всех  $\xi$  оптимальна температура  $70 - 80$  кэВ и что при  $\xi > 4,5$  горение реакции невозможно, так как излучение уносит всю мощность, а в реальных условиях неизбежны еще дополнительные потери по крайней мере из-за теплопроводности.

На рис. 3.3 приведена зависимость  $\varphi$  от беты при фиксированной температуре  $70$  кэВ. Видно, что для размера плазмы  $a = 1,5$  м, характерного для токамаков, горение возможно при  $\xi = 1$  только при  $\beta \gtrsim 17\%$ .

По формуле (3.10) легко убедиться, что допустимые значения беты слабо зависят от магнитного поля. При  $\beta \ll 1$  получаем  $\beta \propto B^{-1/3}$ . Так, например, для сохранения неизменной величины  $\varphi$  при изменении беты

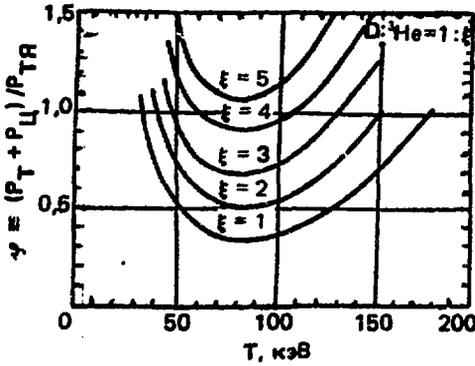


Рис. 3.2. Доля мощности, уносимая из  $D^3\text{He}$ -плазмы излучением при  $\beta = 0,7$ ,  $B = 5$  Тл,  $\alpha = 0,5$  м,  $r = 0,9$

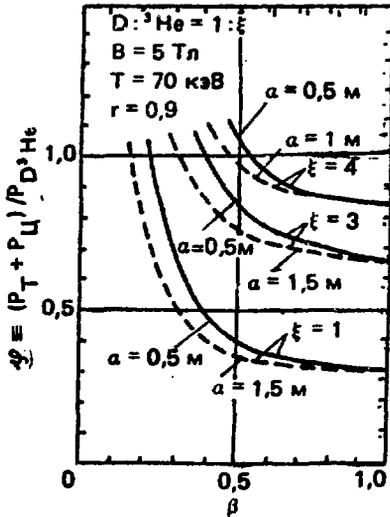


Рис. 3.3. Влияние беты на зажигание  $D^3\text{He}$ -реакции

от 0,7 до 0,6 необходимо увеличить поле от 5 до 16 Тл. Надо помнить, что при более точном расчете беты,  $P_{D^3\text{He}}$ ,  $P_T$  и  $P_{\text{Ц}}$  критические значения  $\beta$  и  $\xi$ , определяющие границы области горения плазмы, могут заметно измениться.

#### 4. ВРЕМЯ УДЕРЖАНИЯ ЧАСТИЦ И ЭНЕРГИИ

Баланс энергии в плазме можно записать уравнением

$$P_{D^3\text{He}} = P_T + P_{\text{Ц}} + \frac{3/2 n_0 T}{\tau_E} \quad (4.1)$$

Последнее слагаемое описывает унос тепла из плазмы теплопроводностью, частицами и излучением примесей. Из (4.1) получаем значения энергетического времени, необходимого для поддержания горения в плазме. Они приведены на рис. 4.1. Мы видим, что для  $\xi = 3,5$  это время значительно ( $\approx 20$  с). Поэтому интересно сравнить его с классическим временем диффузии поперек однородного магнитного поля  $\tau_{кл}$ . Если оно больше  $\tau_{кл}$ , то его не удастся достигнуть в токамаках, где время удержания меньше  $\tau_{кл}$  из-за неустрашимых неоклассических эффектов, и никакое запираание концов не поможет его достигнуть в амбиполярном реакторе.

Классическое время удержания

$$\tau_{кл} \approx \frac{a^2}{D_{\perp}}$$

где классический коэффициент диффузии поперек однородного магнитного поля

$$D_{\perp} \approx \frac{\rho_e^2}{\tau_{ei}} = \frac{1,9 \cdot 10^{-3} n_0}{B^2 (1 - \beta) T^{1/2}} \cdot \frac{1 + 4\xi}{2 + 3\xi} \quad (4.2)$$

( $T$  — эВ, остальные величины в СГС).

При  $B_0 = 50$  кГс,  $\beta = 0,7$ ,  $T = 70$  кэВ получаем по (3.4)  $n_0 = 6,2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и по (4.2)

$$D_{\perp} \approx 5,9 \frac{1 + 4\xi}{2 + 3\xi} \text{ см}^2/\text{с}.$$

Приняв  $a = 100$  см, получаем

$$\tau_{кл} = 1700 \frac{2 + 3\xi}{1 + 4\xi} \text{ с}$$

Таким образом, "запас на неоклассику и неустойчивости" (прежде

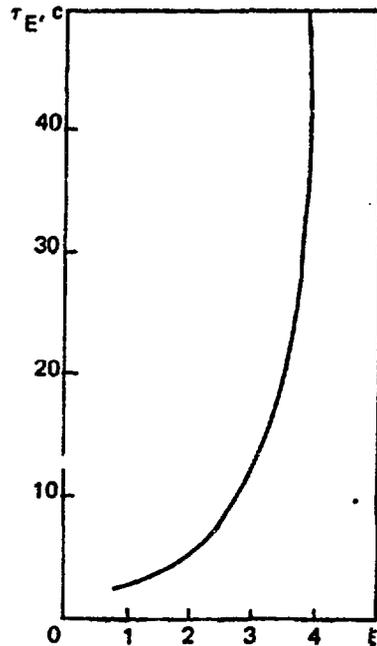


Рис. 4.1. Время потерь энергии  $\tau_E$  всеми механизмами, кроме тормозного и циклотронного излучений, вычисленное по формуле (4.1) для  $T_0 = T_i = 70$  кэВ,  $B = 5$  Тл,  $\beta = 0,7$

всего дрейфовых циклотронные, которые увеличивают диффузию поперек магнитного поля), составляет при  $\xi = 3,5$

$$\tau_{\text{кл}}/\tau_E = \frac{1400}{20} = 70. \quad (4.3)$$

Хватит ли этого запаса или нет, может показать только эксперимент. Для токамаков такие времена удержания не представляют чего-либо необычного. Так, для европейского демонстрационного токамака DEMO ( $n_0 = 1,75 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $a = 1,6 \text{ м}$ , вытянутость  $s = 1,6$ ,  $q = 2,1$ ,  $R = 6,8 \text{ м}$ ,  $I_p = 9,3 \text{ МА}$ ) [20] различные, используемые сейчас, законы подобия дают следующие величины энергетического времени: (ИНТОР, ALCATOR)  $\tau_E = 5 \cdot 10^{-21} n_0 a^2 s = 3,5 \text{ с}$ ; (NEO ALCATOR)  $\tau_E = 7 \cdot 10^{-22} n_0 a R^2 q^{1/2} s^{1/2} = 16 \text{ с}$ ; (ASDEX)  $\tau_E = 0,1 \cdot I_p R = 6,3 \text{ с}$ , что превосходит, как видно на рис. 4.1, величину  $\tau_E$ , необходимую для режима  $\xi = 1$ , и, по-видимому, допускает режим  $\xi = 3,5$ . Но это не означает, что в DEMO можно осуществить  $D^3\text{He}$ -реакцию с интенсивностью энерговыделения, указанной на рис. 3.1 и 3.2, так как для этого необходима бета  $\sim 70\%$ , тогда как в DEMO предельная бета равна 5,6% при  $B = 6 \text{ Тл}$  и согласно рис. 3.3 и (3.10) реакция не загорится. Возникает также опасение, что для практического использования реакции  $D^3\text{He}$  в токамаках потребуются беты даже более высокие, чем возможные во второй области устойчивости.

Написав выражение (4.3), мы были непоследовательны, сравнивая энергетическое время  $\tau_E$  с классическим временем  $\tau_{\text{кл}}$  переноса частиц поперек магнитного поля. В неоклассической теории время переноса частиц в токамаках в 11 раз больше энергетического времени. В экспериментах такая большая разница никогда не наблюдалась. В амбиполярных ловушках с аксиально-симметричным магнитным полем эти времена будут различаться, по-видимому, только в результате перезарядки, интенсивность которой может быть регулируема в широких пределах.

## 5. КОЛИЧЕСТВО ТРИТИЯ В РЕАКТОРЕ С $D^3\text{He}$ -ТОПЛИВОМ

Тритий вводится в плазму реактора с DT-топливом в количестве, компенсирующем расход его при выгорании в термоядерной DT-реакции и потери его из плазмы в результате диффузии к стенкам реакторной камеры. При температуре 10 – 15 кэВ, принимаемой во многих проектах реактора токамака, выгорает лишь несколько процентов три-

тия за время его диффузии к стенкам. Поэтому в оценках циркуляции трития в реакторе мы пренебрежем выгоранием. Число атомов трития, вводимое в единицу объема плазмы в секунду  $\dot{n}_{DT}$ , выразим формулой

$$\dot{n}_{DT} = \frac{n}{2\tau_k} = \frac{n^2}{2(n\tau_k)}, \quad (5.1)$$

где  $\tau_k$  — корпускулярное время, т.е. время удержания частиц в плазме;  $n$  — плотность электронов; двойка в знаменателе соответствует равному содержанию в плазме дейтерия и трития.

В открытых ловушках  $\tau_k$  может быть больше или равно  $\tau_E$ . В токамаках оно в несколько раз больше. Приняв, что  $\tau_k = 3\tau_E$ , получаем при  $T = 15$  кэВ

$$n\tau_k = 3 \cdot n\tau_E = 3.3 \cdot 4 \cdot 10^{20} \approx 10^{21} \text{ м}^{-3} \text{ с.}$$

Мощность DT-реакции в единице объема

$$P_{DT} = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle_{DT} E_{DT}. \quad (5.2)$$

Следовательно,

$$\left( \frac{\dot{n}}{P} \right)_{DT} = \frac{2}{n\tau_k \langle \sigma v \rangle_{DT} E_{DT}} = 0,47 \text{ тритона/МэВ.с} \quad (5.3)$$

В плазму  $D^3\text{He}$ -реактора тритий извне не вводится, но рождается в сопутствующей DD-реакции. Число тритонов, рождающихся в секунду в единице объема плазмы

$$\dot{n}_{DHe} = \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD1} \quad (5.4)$$

Мощность от сгорания  $D^3\text{He}$ -топлива в единице объема может быть с достаточной точностью выражена формулой

$$P_{DHe} = n_D n_{He} \langle \sigma v \rangle_{DHe} E_{DHe}, \quad (5.5)$$

поскольку сопутствующие DD- и DT-реакции при температуре 70 кэВ добавляют к мощности лишь 12% при  $\xi = 1$  и 2,5% при  $\xi = 3,5$ .

Поэтому

$$\left( \frac{\dot{n}}{P} \right)_{DHe} = \frac{1}{2\xi} \frac{\langle \sigma v \rangle_{DD1}}{\langle \sigma v \rangle_{DHe} E_{DHe}} = \frac{1}{\xi} 0,0040 \text{ тритона/МэВ.с} \quad (5.6)$$

Отсюда, при одинаковых мощностях DT- и D<sup>3</sup>He-реакций

$$\frac{\dot{n}_{DT}}{\dot{n}_{DHe}} = 118 \xi. \quad (5.7)$$

Но не весь тритий, рождающийся в D<sup>3</sup>He-плазме будет циркулировать в вакуумной системе реактора, как циркулирует практически весь тритий в DT-реакторе. Значительная часть трития (от 50 при  $\xi = 1$  до 90% при  $\xi = 3,5$ ) будет выгорать в D<sup>3</sup>He-плазме. Чем дольше время удержания частиц в плазме, тем больше выгорание.

Таким образом, из (5.7) следует, что в D<sup>3</sup>He-реакторе циркулирует, по крайней мере, в 240 – 4000 раз меньше трития, чем в DT-реакторе.

Обратим внимание еще на следующее. При  $\xi = 3,5$  в D<sup>3</sup>He-плазме будет рождаться при  $T = 70$  кэВ 3,6 грамма трития в сутки на гигаватт, и из них будет выгорать до 90% трития. Накапливать и хранить его или выбрасывать в трубу? При D<sup>3</sup>He-энергетике тритий имеет смысл хранить только для накопления гелия-3, образующегося в результате бета распада трития. На этот вопрос можно будет ответить, только проанализировав экономику лунной промышленности по добыче гелия-3.

Обсуждение этого вопроса проводится в разд. 11.

Предоставляем экологам судить, допустим ли выброс в атмосферу через трубу 10<sup>4</sup> Кюри трития в сутки на 1 ГВт мощности.

## 6. НЕЙТРОННЫЕ ПОТОКИ

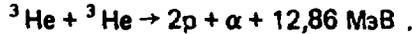
Радиационная опасность ядерных реакторов широко обсуждается во всем мире и является главным сдерживающим фактором в наращивании ядерной энергетики. Термоядерным реакторам будет дано предпочтение только при условии, что они имеют экологические преимущества при хотя бы равных экономических показателях. Их главными экологическими характеристиками являются радиационная безопасность и тепловое засорение среды. Не останавливаясь пока на тепловом засорении, обратимся к характеристикам радиоактивности. Их определяют потоки нейтронов, рождающихся соответственно в реакциях деления и синтеза атомных ядер.

Самой нейтронобогатой реакцией является DD-реакция синтеза. В ней выделяется около 12 МэВ на один нейтрон. Следующее место занимает DT-реакция, при которой в плазме выделяется 17,6 МэВ/нейтр., а при употреблении в blankets множителей нейтронов, до

~22 МэВ/нейтр. В ядерных реакциях деления на 1,5 нейтрона освобождается 170 МэВ в кинетической энергии осколков деления и еще дополнительно некоторая энергия в самих нейтронах и в радиоактивном распаде осколков, доводя энерговыделение до 120 – 130 МэВ/нейтр.

Выделение энергии на один нейтрон в  $D^3\text{He}$ -реакции показано на рис. 6.1. Протон с энергией 14,7 МэВ, выделяющийся в этой реакции, рождает только  $10^{-3}$  нейтрона на акт соударения со стенкой [21]. Поскольку энергетическое время  $\tau_E$ , необходимое для горения реакции, определяется уравнением баланса энергии (4.1), а зависимость  $\tau_E$  от  $\xi$  приведена на рис. 4.1, то чем хуже удержание энергии, т.е. чем больше  $\tau_K/\tau_E$ , тем больше будет выгорать тритий в сопутствующей DT-реакции, тем больше освобождается нейтронов с энергией 14,1 МэВ и тем меньше энергии освобождается на один нейтрон. Это ясно видно на рис. 6.1 (кривая для  $\tau_K = 3\tau_E$  лежит ниже кривой  $\tau_K = \tau_E$ ).

Существует полностью безнейтронная реакция



но ее  $\langle \sigma v \rangle$  превышает  $10^{-16} \text{ см}^{-3}/\text{с}$  только при температуре 1 МэВ, и потому создание такого реактора проблематично. Уместно заметить, что привлекая многих исследователей реакция протонов с бором была бы безнейтронной только на изотопе  ${}^{10}_5\text{B}$ , так как в реакции  $p + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^{11}_6\text{C} + n$  есть ветвь  $p + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^{11}_6\text{C} + n$ . Нет пока реальных оснований рассчитывать на pB-реакцию для получения энергии, поскольку наличие магнитного поля в плазме исключает зажигание из-за циклотронного излучения. Действительно, одно только тормозное излучение почти полностью уносит энергию, выделяющуюся в pB-синтезе [22].

Пользуясь рис. 6.1, мы убеждаемся, что при  $D^3\text{He}$ -реакции выделяется в 10 – 30 раз меньше нейтронов, чем в DT-реакции при равных мощностях. Это имеет важнейшее следствие. Ни в одном из концептуаль-

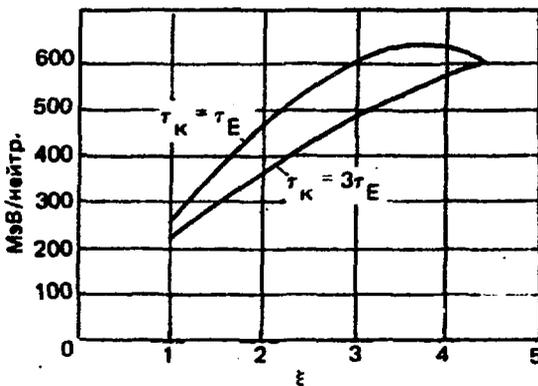


Рис. 6.1. Энергия, приходящаяся на 1 нейтрон в  $D^3\text{He}$ -реакции при  $T = 70 \text{ кэВ}$ ,  $\beta = 0,7$ ,  $V = 5 \text{ Тл}$ ,  $D: {}^3\text{He} = 1:\xi$ .  $\tau_K$  и  $\tau_E$  — корпускулярное и энергетическое время удержания в плазме. При  $\xi > 4,5$ ,  $\tau_E$  бесконечно — зажигание невозможно

ных проектов DT-реакторов не удавалось обеспечить радиационную стойкость первой стенки более, чем в течение шести лет, и из-за этого приходилось проектировать роботы для дистанционной многократной смены в течение эксплуатации реактора высокорadioактивной стенки, что удорожает эксплуатацию и вызывает длительные простои. У  $D^3He$ -реактора срок службы первой стенки удлиняется, как видим, по крайней мере до 60 лет.

Другой важный показатель — доля энергии реакции, уносимая нейтронами. В DT-реакции она равна 80%, и потому прямое преобразование оставшихся двадцати процентов не приносило бы заметной пользы. Рис. 6.2 показывает, что при  $D^3He$ -реакции только 1 — 2% энергии уносится нейтронами. Правда, согласно рис. 3.2 в заряженных частицах остается не более 70% энергии, при  $\xi = 1$ , а остальная уносится тормозным и циклотронным излучениями. Тормозное излучение переходит только в тепло (рентгеновские кванты, нагревающие первую стенку). Поскольку циклотронное излучение при фиксированной бете пропорционально  $V^{7/2}T^2$ , то, увеличивая магнитное поле и температуру, можно увеличить и электрическую мощность, получаемую от прямого преобразования циклотронного излучения на полупроводниковых ректеннах [23]. КПД прямого преобразования энергии плазмы в электричество может быть высоким. Но все же полный КПД получения электричества от  $D^3He$ -реактора едва ли превысит 2/3 (см. разд. 9), и потому тепловое засорение среды едва ли уменьшится более чем в 1,6 раза по сравнению с АЭС и по сравнению с тепловыми электростанциями, сжигающими уголь или газ.

На рис. 6.3 показано, что число освобождающихся DD-нейтронов с энергией 2,45 МэВ в  $D^3He$ -реакторе в 14 — 64 раза меньше, чем в рав-

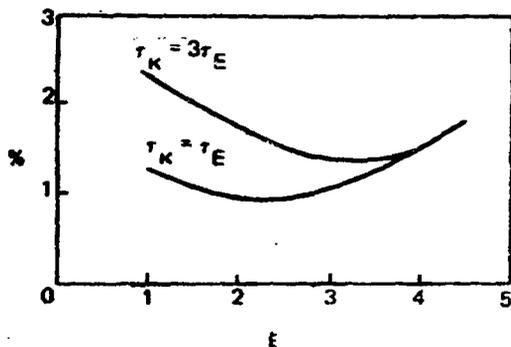


Рис. 6.2. Доля энергии, уносимая нейтронами в  $D^3He$ -реакции при  $T = 70$  кэВ,  $\beta = 0,7$ ,  $V = 5$  Тл

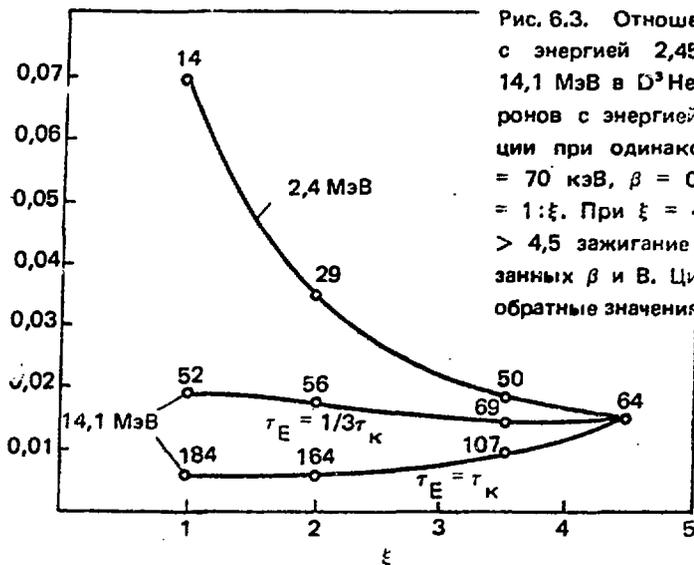


Рис. 6.3. Отношение числа нейтронов с энергией 2,45 МэВ и с энергией 14,1 МэВ в  $D^3He$ -реакции к числу нейтронов с энергией 14,1 МэВ и DT-реакции при одинаковых мощностях,  $T = 70$  кэВ,  $\beta = 0,7$ ,  $V = 5Tл$ ,  $D:^3He = 1:\xi$ . При  $\xi = 4,5$ ,  $\tau_E = \infty$ ; при  $\xi > 4,5$  зажигание невозможно для указанных  $\beta$  и  $V$ . Цифры около кривых — обратные значения ординат

ном по мощности DT-реакторе, а число нейтронов с энергией 14,1 МэВ от побочной DT-реакции в 184 — 52 раза меньше.

Это имеет следующее важное следствие. Радиационные повреждения будут не в 10 — 30 раз слабее, как можно заключить по рис. 6.3, а гораздо слабее. Действительно, нейтроны с энергией 2,45 МэВ не возбуждают  $(n, 2n)$ -реакций и вызывают в несколько раз меньше смещений атомов, чем нейтроны с энергией 14,1 МэВ. С уменьшением энергии нейтронов от 14,1 до 2,5 МэВ сечения  $(n, p)$ -реакций, ведущих к накоплению водорода в металлах, к их распуханию и охрупчиванию, уменьшаются в 3 — 100 и более раз. Пороги  $(n, \alpha)$ -реакций, ведущих к накоплению гелия и к более сильному распуханию и охрупчиванию, лежат выше 2,5 МэВ. Поэтому нейтроны с энергией 2,45 МэВ будут в большинстве материалов вызывать только смещения атомов в кристаллической решетке с образованием вакансий. А нейтронов с энергией 14,1 МэВ может быть в 52 — 184 раза меньше, и соответственно вызываемые ими радиационные повреждения будут во столько же раз меньше. Это дает свободу выбора материала первой стенки и конструкций не по признаку максимальной радиационной стойкости, что приходится делать для DT-реактора, а по приобретению минимальной радиоактивности.

Таким образом, радиационные повреждения материалов, ставящие под сомнение возможность создания экономически и эксплуатационно приемлемых DT-реакторов, не ограничивают выбора материалов  $D^3He$ -

реакторов и суммарная радиоактивность  $D^3He$ -реакторов может быть во много раз меньше, чем термоядерных  $DT$ -реакторов и ядерных реакторов.

## 7. РАДИАЦИОННАЯ ОПАСНОСТЬ $D^3He$ -РЕАКТОРА

Определение радиационной опасности требует детального проекта реактора с учетом наведенной радиоактивности в первой стержке и в защите, в магнитной обмотке, неминуемо пронизываемой потоком нейтронов и гамма-лучей, радиоактивности биологической защиты, а также таких сменных деталей реакторов, как ионные источники, антенны, приемные пластины, распыляемые потоками плазмы и быстрых частиц. Кроме того, необходимы рассмотрение переноса радиоактивности теплоносителями, а также подробный анализ возможных аварий и выброса радиоактивности в воду и воздушную среду.

Для проведения этой работы необходимы, по крайней мере, концептуальные проекты  $D^3He$ -реакторов. Сегодня таких проектов еще нет.

Атомное реакторостроение имеет только возможность создания мер защиты от радиации, от неуправляемого разгона реактора, от распространения радиоактивных отходов. Термоядерный синтез, во-первых, освобождает нас полностью от неуправляемого разгона, так как он никогда не возможен, а во-вторых, позволяет, как мы постараемся показать далее, широко регулировать величину суммарной радиоактивности, рождающейся в реакторе и в защите вокруг него.

Суммарная радиоактивность пропорциональна потоку нейтронов, рождающихся в плазме и очень сильно зависит от применяемых материалов во всех частях реактора. При  $D^3He$ -синтезе радиоактивность реактора может быть сделана значительно ниже, чем при  $DT$ -синтезе. Покажем это.

Радиоактивность  $I$  (кюри/ $m^3$ ) изотопа, наведенная потоком  $J_n$  (МВт/ $m^2$ ) нейтронов с энергией  $E$  (МэВ) за время облучения  $t_{обл}$  в веществе с плотностью  $\rho$  ( $г/м^3$ ), с атомным весом  $A$  и с содержанием материнского изотопа  $\alpha$  в природной смеси (в одноизотопном веществе  $\alpha = 1$ ) при сечении захвата нейтронов  $\sigma_6$  (в барнах), приводящем к образованию рассматриваемого изотопа с периодом полураспада  $t_{1/2} = \ln 2 \tau = 0,69\tau$ , выражается формулой

$$I = I_0 (1 - \exp(-\frac{t_{обл}}{\tau})), \quad (7.1)$$

где

$$I_0 = 1,0 \cdot 10^{10} \frac{J_n \rho}{E A} \sigma_6 \alpha. \quad (7.2)$$

Таким образом, радиоактивность единицы объема вещества пропорциональна плотности потока нейтронов  $J_n/E$  (число нейтр./с.м<sup>2</sup>).

Формула (7.1) показывает, как легко убедиться, что использование веществ, приводящих к образованию периодов полураспада в несколько дней или более коротких, обеспечивает малорадиоактивную энергетику. Вещества с периодами полураспада от сотен дней до сотен лет приводят к наивысшей радиоактивности, поскольку время облучения может достигать тридцати — сорока лет — времени амортизации реактора — и только периоды более сотен тысяч лет вновь ведут к малорадиоактивным реакторам.

Различие в выборе материалов для ядерных и термоядерных реакторов заключается прежде всего в том, что для активной зоны ядерного реактора пригодны только материалы с очень малым поглощением нейтронов, а для термоядерных реакторов такого ограничения нет. Для D<sup>3</sup>He-реакторов, как мы убедились в разд. 6, радиационные повреждения не стесняют выбора, и мы можем направить усилия на подбор наиболее слабо активируемых материалов.

Подробный анализ радиационной опасности термоядерных реакторов выполнен комиссией, работавшей в Ливерморской лаборатории США в 1987 г. под руководством Холдрена [1].

Остановимся на некоторых из ее результатов. Комиссия сравнила реакторы ядерных и термоядерных электростанций с электрической мощностью 1200 МВт.

Суммарная радиоактивность ядерного водо-водяного реактора PWR перед перегрузкой топлива оценена в 5600 МКи. Суммарная радиоактивность реактора токамака на DT-топливе перед сменой первой стенки по истечении шести лет эксплуатации оценена в 2940 МКи. Полная радиоактивность токамака реактора на D<sup>3</sup>He после 30 лет эксплуатации достигает 67 МКи.

В ядерном реакторе практически вся радиоактивность заключается в твэлах, в термоядерных — в наведенной радиоактивности первой стенки, blankets и защиты. Радиоактивность трития (10 МКи/кг) относительно мала.

Для материала DT-реактора предельный флюенс нейтронов принимался в 20 МВт.лет/м<sup>2</sup> при мощности потока нейтронов на первую стен-

ку  $3 \text{ МВт/м}^2$ . Для  $\text{D}^3\text{He}$ -реактора поток нейтронов на первую стенку был принят  $0,09 \text{ МВт/м}^2$ , а в действительности он может быть меньше при объемной плотности энерговыделения в плазме, превышающей принимаемую в проектах INTOR и ITER.

Для первой стенки и конструкций blankets DT-реактора принят сплав  $\text{V15Cr5Ti}$ ; для защиты  $\text{Fe2,4Cr1,5V}$ . Те же материалы приняты для  $\text{D}^3\text{He}$ -реактора.

Рассмотрим кратко эти материалы.

Ванадий. Оба его изотопа  ${}^{50}_{23}\text{V}$  и  ${}^{51}_{23}\text{V}$  в  $(n, \gamma)$ ,  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$ -реакциях не образуют изотопов с периодами  $\beta$ -полураспадов, сопровождаемых  $\gamma$ -излучением, более долгих, чем 3, 4 дня. В  $(n, 2n)$  реакции  ${}^{50}_{23}\text{V}$  образует  ${}^{49}_{23}\text{V}$  с периодом полураспада 330 дней мягкого рентгеновского излучения к-конверсии без  $\gamma$ -излучения и с максимальной энергией квантов 7,2 кэВ. Для этих квантов показатель экспоненциального поглощения для ванадия равен  $2400 \text{ см}^{-1}$  (см. также [24]).

Хром. Все четыре его изотопа под действием нейтронов образуют радиоактивные ядра с периодами полураспада, измеряемыми минутами, и только  ${}^{54}_{24}\text{Cr}$  в  $(n, 2p)$ -реакции образует  ${}^{49}_{24}\text{Cr}$ , превращающийся в позитронном распаде с периодом 42 минуты в тот же  ${}^{49}_{23}\text{V}$  с к-конверсией.

Титан. Из его пяти изотопов два ведут к образованию периодов бета-распада 84 и 165 дней, причем последний образуется от наиболее распространенного изотопа (74%)  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$  в реакции  $(n, \alpha)$  с порогом 6 МэВ.

Через два месяца после выключения реактора радиоактивность ванадия и хрома уменьшится более чем в  $10^7$  раз. Доминировать будет бета-распад  ${}^{45}_{20}\text{Ca}$ , образовавшегося из  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ . Уровень его радиоактивности за это время уменьшится едва в 1,5 раза. Поэтому титан нежелателен.

Сразу возникает вопрос: нельзя ли отказаться от 5% титана и заменить его, если это полезно, например, кремнием, в котором не образуется ни одного периода более, чем 2,6 часа?

Если DT-синтез ставил до сих пор перед металловедомы очень трудную задачу повышения радиационной стойкости материалов в 5 – 10 раз, то  $\text{D}^3\text{He}$ -синтез ставит новую, по-видимому, более простую задачу, — создание материалов с минимальной наведенной радиоактивностью и с мягкими требованиями по радиационной стойкости.

Мы предлагаем сплав  $\text{V8Cr0,7Si}$  в качестве материала для первой стенки, а также для конструкций защиты и магнитных обмоток. Сплав  $\text{V8Cr}$  уже разработан ГИРЕДМЕТОМ, применялся и изучен. Добавление указанного количества кремния увеличит его твердость, не лишая пластичности. При облучении нейтронами в кремнии рождается ряд радио-

активных изотопов, из которых наибольшим периодом бета-распада, сопровождаемого  $\gamma$ -излучением, равным 2,6 часа, обладает изотоп  ${}_{14}^{31}\text{Si}$ . Таким образом, с точки зрения радиоактивности, кремний является безвредной добавкой.

В [1] рекомендован для первой стенки сплав V15Cr5Ti следующего состава (по весу): 0,798 V; 0,15 Cr; 0,05 Ti; 0,0003 Si; 0,0002 Al; 0,0001 N, O; 0,0000 5C; 0,00004 Fe; 0,00003 P; 0,00001 S; Mo, Ta; 0,000004 Ni, Nb; 0,000002 Cu, As, W; 0,000001 Cl; 0,0000001 K.

Если по формулам (7.1) и (7.2) рассчитать радиоактивность этого сплава, то получится, что в потоке нейтронов на первую стенку из плазмы в  $0,1 \text{ МВт/м}^2$ , характерной для  $\text{D}^3\text{He}$ -реактора при  $\xi = 1$  и при  $\tau_E = 1/3\tau_k$ , а следовательно, при плотностях мощности  $0,039 \text{ МВт/м}^2$  от  $2,45 \text{ МэВ}$  нейтронов и  $0,061 \text{ МВт/м}^2$  от  $14,1 \text{ МэВ}$  нейтронов, за 30 лет образуется активность  $5300 \text{ Ки/м}^3$ , и через год после прекращения облучения радиоактивность упадет до  $2400 \text{ Ки/м}^3$ , причем главный вклад в радиоактивность даст титан.

Предположив, что в предлагаемом нами сплаве V8Cr0,7Si содержание титана равно  $1 \cdot 10^{-5}$  весовых частей, и содержание тантала уменьшено в шесть раз, меди в три раза, вольфрама в пять раз, получим, что после тридцати лет облучения в том же потоке нейтронов радиоактивность его будет  $542 \text{ Ки/м}^3$ , а через год после прекращения облучения  $0,4 \text{ Ки/м}^3$ . Причем в момент остановки радиоактивность в  $539 \text{ Ки/м}^3$  обусловлена ванадием, а через год его радиоактивность  $\sim 10^{-30} \text{ Ки/м}^2$  (в этих оценках мы пренебрегаем мягким рентгеновским излучением от k-конверсии).

Таким образом, изменяя компонентный состав, мы можем в 10 раз уменьшить радиоактивность к моменту остановки и в 600 раз уменьшить остаточную активность через год после остановки.

Не означает ли это, что если по расчетам [1]  $\text{D}^3\text{He}$ -реактор-токамак в  $5600/67 = 84$  раза менее радиоактивен, чем ядерный реактор, то при употреблении сплава, подобного предложенному нами, радиоактивность  $\text{D}^3\text{He}$ -реактора в момент выключения будет в 1000 раз ниже, чем ядерного, а через год в сотни тысяч раз меньше, чем ядерного?

Поскольку нейтроны с энергией  $14,1 \text{ МэВ}$  порождают гораздо больше радиоактивности, чем нейтроны с энергией  $2,45 \text{ МэВ}$ , то нет большой пользы от повышения  $\xi$  от 1 до 3 – 3,5, ибо, согласно рис. 6.3 число нейтронов с энергией  $14,1 \text{ МэВ}$  слабо зависит от  $\xi$ , тем более что с ростом  $\xi$  ужесточаются требования к магнитному удержанию плазмы – растет необходимое для горения  $\tau_E$ , а следовательно, удорожается реактор.

Таким образом, мы приходим к важному выводу.

Для снижения радиоактивности реактора нет необходимости повышать  $\xi$  или пытаться создать двухкомпонентную плазму с инъекцией быстрых атомов гелия-3 в относительно холодную дейтериевую плазму. Гораздо эффективнее использовать слабо активируемые материалы.

Указанную чистоту компонент ванадия, хрома и кремния можно гарантировать, проводя очистку их на заводах разделения изотопов урана на центрифугах, производительность которых сейчас легко обеспечит получение десятков тысяч тонн интересующих нас чистых ванадия, хрома и кремния по дешевой цене как в Советском Союзе, так и в США. Но металлургию получения сплавов придется очень усовершенствовать, обеспечивая необходимую чистоту. Весьма вероятно, что потребуются безтигельная плавка. Но к этой чистой металлургии можно двигаться постепенно шаг за шагом, из года в год совершенствуя ее и, таким образом, обеспечивая все более и более радиационно-безопасную термоядерную энергетику.

Кроме первой стенки и конструкций, надо позаботиться и о других частях реактора. Железо надо исключить из числа используемых элементов, так как в нем образуется в реакции  $(n, p)$  изотоп  ${}^{54}_{26}\text{Mn}$  с периодом полураспада 303 дня. Также надо исключить никель и кобальт. Следовательно, исключаются все виды нержавеющей сталей и жаропрочные сплавы типа инконелей. В защите нам представляется целесообразным применение чистого кристаллического бора с плотностью  $3,3 \text{ т/м}^3$ , так как в нем хорошо идет замедление нейтронов и поглощение тепловых нейтронов в реакции  ${}^{10}_5\text{B}(n, \alpha){}^7_3\text{Li}$ , хотя в реакции  ${}^{10}_5\text{B}(n, p){}^{10}_4\text{Be}$  образуется период полураспада  $2,5 \cdot 10^6$  лет. Радиоактивность, как легко вычислить по формуле (7.1), после 30 лет облучения будет лишь  $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ Ки/м}^3$  в тонком поверхностном слое, а в глубине будет меньше в соответствии с уменьшением потока быстрых нейтронов из-за их торможения на боре. Использование карбида бора  $\text{B}_4\text{C}$  нежелательно, так как  ${}^{14}_6\text{C}$  обладает периодом полураспада 5730 лет и поднял бы радиоактивность защиты по крайней мере в  $10^3$  раз. Поскольку защита сверхпроводящих обмоток ослабляет поток нейтронов из плазмы только в  $10^4 - 10^5$  раз, то обмотка приобретает значительную радиоактивность, при условии, что она сделана из  $\text{Nb}_3\text{S}$  с медным стабилизатором. Радиация уменьшится на несколько порядков, если применить  $\text{V}_3\text{Ga}$  или  $\text{V}_3\text{Si}$ , стабилизированные алюминием.

Малоактивируемые материалы интересны и для ДТ-реакторов. Только задача получения их усложнена тем, что они одновременно должны быть с повышенной радиационной стойкостью. Совместимы ли эти тре-

бования — предстоит решать специалистам по радиационному материаловедению. При одинаковых компонентах радиоактивность DT-реактора будет в 30 раз выше, чем D<sup>3</sup>He-реактора.

В табл. 7.1 приведены две категории чисел, характеризующих по расчетам [1] критические дозы облучения.

Т а б л и ц а 7.1. Радиационная опасность от термоядерных реакторов<sup>\*)</sup>

	DT	D <sup>3</sup> He
Нормальная эксплуатация:		
в радиусе 1 км	300	6000 — 5000
для населения за пределами радиуса 10 км	6000	10 <sup>5</sup> — 10 <sup>6</sup>
Особо тяжелая авария:		
в радиусе 1 км	6 — 10	230 — 1700
для населения за пределами радиуса 10 км	2 — 30	1000

<sup>\*)</sup> Приведенные цифры показывают во сколько раз радиационная опасность от термоядерных реакторов меньше, чем от ядерных реакторов той же тепловой мощности. Использование предложенных нами материалов, о которых шла речь в тексте может увеличить цифры на несколько порядков величины.

Первая — получение 200 бэр в случае наихудших метеорологических условий человеком, находящимся на расстоянии 1 км от выброса электростанции в течение первой недели.

Вторая — хроническое облучение, достигающее 25 бэр за 50 лет для населения, находящегося на расстоянии 10 км от станции, от радиоактивности почвы и ингаляции, учитывая, что часть времени люди находятся в защищающем их помещении. По нормам США такое облучение требует или эвакуации людей или интенсивных мер по дезактивации.

Табл. 7.1 показывает, что оба типа термоядерных реакторов значительно менее опасны, чем реакторы деления.

Различия между ядерными и термоядерными реакторами переходят из количественных в качественные. Именно в ядерных реакторах всегда находится многотонный запас ядерного топлива, в термоядерных — от долей грамма до килограммов, причем в случае D<sup>3</sup>He-реактора это топливо не радиоактивно и безвредно. В ядерных реакторах необходимо принятие специальных мер, чтобы избежать неуправляемый разгон, в термоядерных реакторах он принципиально невозможен. Ядерные реакторы, отработавшие свой ресурс, надо хоронить навечно из-за высокой радиоактивности, а это сложная и дорогая работа. Термоядерный D<sup>3</sup>He-реак-

тор, сделанный из перечисленных материалов, можно через год после остановки разбирать и материалы перерабатывать для повторного использования. Ядерная энергетика связана с перевозками высокоактивных отходов, твэлов и с радиационно-опасным производством по извлечению плутония и урана из твэлов. В термоядерной  $D^3He$ -энергетике нет никаких перевозок радиоактивных материалов. Радиационно-опасная промышленность (урановые рудники, переработка руды, изготовление твэлов, извлечение плутония) заменяется на добычу гелия-3 на Луне и доставку его на Землю.

Лунная промышленность, по-видимому, потребует защиты работающих на Луне людей от канцерогенного космического излучения, но сохранить Землю радиационно достаточно чистой.

Повторяем еще раз, что все сказанное о низкой радиационной опасности  $D^3He$ -энергетики является результатом лишь предварительного рассмотрения. Этот вопрос имеет решающее значение при оценке важности программы  $D^3He$ -синтеза и потому должен быть всесторонне тщательно проработан на основе концептуальных проектов реакторов и лунной промышленности.

### 8. О РЕАКТОРАХ С DD-ТОПЛИВОМ

В первых расчетах условий зажигания термоядерной реакции, сделанных Сахаровым и Таммом в 1950 г., предполагалось, использование DD-реакции, обеспеченной неисчерпаемыми запасами топлива. Однако в 1951 г. мы осознали, что сооружение таких реакторов — весьма сложная инженерная задача и она очень упрощается, если использовать в качестве топлива равнокомпонентную смесь дейтерия с тритием. Автору не известно, чтобы с тех пор в нашей стране делались какие-либо анализы использования DD-реакции.

Рассмотрим сначала DD-реакцию, не учитывая взаимодействий дейтронов с продуктами первичной DD-реакции. Легко убедиться, что энерговыделение в единице объема плазмы, пропорциональное при заданных бете и магнитном поле величине  $\langle \sigma v \rangle_{DD} / T^2$ , достигает максимума при температуре 30 кэВ. Однако до 32 кэВ мощность тормозного излучения в плазме превышает мощность термоядерной реакции, и зажигание невозможно. Минимум отношения мощности излучений к мощности термоядерной DD-реакции лежит при температуре 70 кэВ и потому при этой температуре необходимое для горения  $\tau_E$  достигает согласно уравнению (4.1) минимума. По кривой Лаусона при этой температуре вели-

чина  $n_0 \tau_E$  равна, примерно,  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ . Правда, можно снизить температуру до 40 кэВ, что близко к уже достигнутой на TFTR температуре ионов в 30 кэВ, тогда  $\tau_E$  возрастет лишь вдвое. Но необходимая для зажигания DD-реакции величина  $n \tau_E$  при этом будет в 700 раз выше необходимой  $n \tau_E$  для зажигания DT-реакции. Горение DD-реакции возможно только при  $\beta$  не ниже 0,5 при поле 5 Тл, близком к оптимальному для многих реакторов. Обратим еще внимание на то, что максимальная мощность термоядерной DD-реакции в единице объема в 3,5 раза меньше максимальной мощности  $D^3\text{He}$ -реакции с той же бетой.

Таковы трудности использования DD-реакции.

Но главный недостаток DD-реакции состоит в том, что она богата нейтронами. Так как в одной из ее ветвей рождается тритий, а в другой — нейтроны и практически весь тритий выгорает, причем эффективные сечения обеих ветвей одинаковы, то на каждый нейтрон с энергией 2,45 МэВ будет рождаться почти по одному нейтрону с энергией 14,1 МэВ. Нейтроны уносят 66% мощности, выделяющейся в реакции, и на каждый нейтрон выделяется только 12,45 МэВ. Кажущееся упрощение DD-реактора по сравнению с DT-реактором, поскольку он не нуждается в blankets для воспроизводства трития, перекрывалось бы усложнением его конструкции, обусловленным необходимостью обеспечить  $n \tau_E$  в 700 раз большее, чем у DT-реактора. Это можно достигнуть только увеличением во много раз размеров, магнитного поля, тока в плазме, если это токамак.

Преследуя цель создания малорадиоактивной энергетики мира, мы отвергаем DD-реакцию полностью и как основу для электростанций, и как средство производства гелия-3. Действительно, производство гелия-3 сопровождалось бы выделением тех же 12,45 МэВ на ядро гелия-3, поскольку в конце концов весь тритий превращался бы в гелий-3. Эту энергию было бы недопустимо бесполезно выбрасывать в окружающую среду и, в результате, оказалось бы, что половина энергетики мира была бы высоко радиоактивной.

### 9. УСЛОВИЯ ГОРЕНИЯ $D^3\text{He}$ -РЕАКЦИИ И ВАРИАНТЫ МАГНИТНОГО УДЕРЖАНИЯ

Выбор оптимальных режимов горения начнем с рассмотрения рис. 3.2 и рис. 3.3.

При большой концентрации гелия-3, например  $\xi = 5$ , зажигание невозможно, так как при всех температурах термоядерное энерговыделение меньше потерь на излучение. При  $\xi = 1$  и  $T = 80$  кэВ около 65%

энергии остается у заряженных частиц и может быть превращено в электричество прямым преобразованием с высоким КПД. При  $\xi \gg 3$  едва ли стоит употреблять прямое преобразование, так как 70% энергии уносится излучением, основную часть которого, как видно на рис. 3.1, составляет тормозное излучение (рентгеновское), нагревающее первую стенку. Его можно превратить в электричество только через перотурбинный цикл.

Наша задача — получить наименее радиационно-опасный реактор. Как видно на рис. 6.2, при  $\xi = 1$  число нейтронов с энергией 2,45 МэВ в  $D^3\text{He}$ -реакции в 14 раз меньше, чем число DT-нейтронов в DT-реакции той же мощности. Но эти нейтроны вызывают в 4 – 6 раз меньшее радиационное повреждение, чем нейтроны с энергией 14,1 МэВ, и также не вызывают пороговые  $(n, 2n)$  и  $(n, \alpha)$ -реакции, ведущие к образованию радиоактивных изотопов в материале, и сечение  $(n, p)$ -реакций при 2,45 МэВ меньше, чем при 14,1 МэВ. Хотя число этих нейтронов заметно уменьшается с ростом  $\xi$ , число нейтронов с энергией 14,1 МэВ или почти не меняется с  $\xi$  (при  $\tau_E = 1/3\tau_K$ ) или даже подрастает с увеличением  $\xi$  (при  $\tau_E = \tau_K$ ). Поэтому полные эффекты как радиационного повреждения, так и возбуждения радиоактивности слабо зависят от  $\xi$ . С другой стороны, как видно на рис. 3.1 с ростом  $\xi$  уменьшается объемная плотность мощности термоядерной реакции.

Кроме того, согласно рис. 4.1 с ростом  $\xi$  быстро увеличивается необходимое  $\tau_E$ , т.е. ужесточаются требования к магнитному удержанию плазмы. Исходя из этих четырех зависимостей принимаем за оптимальное значение

$$\xi = 1 \quad (9.1)$$

При  $\xi = 1$  можно пытаться применить прямое преобразование энергии плазмы в электричество методами торможения заряженных частиц, вылетающих из плазмы. Приняв, согласно разработке различных авторов [25], что КПД такого преобразования может достигать 80%, а 36% термоядерного энерговыделения уносится тормозным (рентгеновским) и циклотронным (СВЧ) излучениями на стенки, нагревает их и с КПД 43% через парогенератор и турбины преобразуется в электричество, получим максимальный КПД  $D^3\text{He}$ -реактора  $0,8 \times 0,64 + 0,43 \times 0,36 = 0,67$ .

КПД относительно высок и количество трития приблизительно в 240 раз меньше, чем в DT-реакторе.

Теперь остановимся на выборе температуры плазмы. Глядя на рис. 3.2 мы убеждаемся, что реакция может гореть при  $\xi = 1$  и при  $T = 40$  кэВ, но, как легко убедиться, время удержания энергии  $\tau_E$  потре-

будет при этой температуре примерно вдвое больше, чем при  $T = 70$  кэВ. Поднимать температуру выше, чем 70 кэВ, не имеет смысла, так как при этом падает плотность мощности реакции в плазме (см. рис. 3.1). Таким образом, рекомендуемый диапазон температур

$$40 \leq T \leq 70 \text{ кэВ.} \quad (9.2)$$

Обсудим выбор беты. Плотность мощности термоядерной реакции пропорциональна  $\beta^2 B^4$  и при  $\beta = 0,7$  и  $B = 5$  Тл равна  $5 \text{ МВт/м}^3$ . Увеличение поля до 10 Тл, что является пределом практически для любого ооактора, позволит снизить бета согласно формуле (3.10) ( $\beta \sim B^{-1/3}$ ) очень незначительно, так как иначе циклотронное излучение возрастет, энерговыделение уменьшится и горение реакции станет невозможным. Снижение беты до 0,25 согласно рис. 3.3 хотя еще и допускает горение реакции при  $\xi = 1$ , но требует улучшения магнитного удержания ( $\tau_E$  растет) и практически не выгодно, так как при  $B = 5$  Тл плотность энерговыделения равна лишь  $0,6 \text{ МВт/м}^3$ .

Приходится признать, что для использования  $D^3\text{He}$ -реакции надо получать

$$\beta \geq 0,3. \quad (9.3)$$

Поскольку плотность энерговыделения в плазме пропорциональна  $B^4$ , то очень невыгодны поля ниже 5 Тл. Индукция выше 10 Тл на оси плазмы в области горения реакции едва ли будет практична, если даже удастся создать сверхпроводники с критическим полем существенно более высоким, чем у  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ , или употреблять сверхчистый алюминий. Действительно, локальные индукции поля (на внутренней поверхности проводников тороидальной обмотки токамаков или в магнитных пробках амбиполярных реакторов) при этом будут очень велики, механические нагрузки достигнут столь высоких значений, что гиперпроводимость алюминия или прочность обмоток токамаков будет трудно обеспечить. Из-за этого, мы считаем приемлемым диапазон магнитных полей (без плазмы), создаваемых обмотками на оси области горения реакции в пределах

$$5 \leq B \leq 10 \text{ Тл.} \quad (9.4)$$

Рассмотрим теперь магнитное удержание плазмы в токамаках, стеллараторах и открытых ловушках.

Условию (9.4) можно удовлетворить в любом из вариантов, хотя в стеллараторах из-за сложной формы обмоток обеспечение механичес-

кой прочности наиболее трудно, а в амбиполярных аксиально симметричных системах наиболее легко и допускает поднятие поля до  $\geq 25$  Тл в магнитных пробках, что выгодно.

Нижний предел температуры по условию (9.2) уже почти достигнут в опытах на TFTR и мы считаем, что не возникнет не только принципиальных, но и технических трудностей для осуществления температур во всем диапазоне (9.2) для всех трех вариантов реакторов.

Наибольшие трудности в выполнении условия (9.3).

Для токамаков современные режимы в первой области устойчивости совершенно непригодны. Б. Коппи предложил модель токамака реактора, работающего во второй области устойчивости с  $\beta = 30\%$  [26]. Возможен ли переход во вторую область устойчивости токамаков и каковы предельные значения беты — по этому поводу еще нет однозначного мнения среди физиков, работающих над проблемами токамаков [27, 28].

В современных стеллараторах беты ограничиваются единицами процентов. В стеллараторах с винтовой магнитной осью теоретически допустимые беты поднимаются до 20 — 30% лишь в очень длинных системах.

В открытых магнитных ловушках положение иное. На установке 2X11B с квадрупольным магнитным полем была продемонстрирована [29] устойчивость плазмы с  $\beta = 90\%$  при плотности  $2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  и "температуре" ионов 14 кэВ. Неоднократно повторялись в различных экспериментах  $\beta$  15 — 30% [30, 31] в квадрупольных и осесимметричных магнитных полях. Однако для реактора необходимо удовлетворение условия (9.3) в центральной ловушке амбиполярной системы, где максимальное значение беты пока не превышало 1,5% [32].

Здесь уместно обратить внимание на то, что в 1968 г. результаты, полученные на токамаке T-3, произвели ошеломляющее впечатление при  $T_i = 500$  эВ, и  $nT = 1,0 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$  [33]. Сейчас на фоне успехов токамаков проходят незамеченными гораздо более высокие параметры установки ГАММА-10 [32], где  $T_i = 1800$  эВ;  $nT = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$ , время удержания в 20 раз больше и бета в 15 раз больше полученных тогда на T-3.

Не обязаны ли термоядерщики мира обеспечить в ближайшее десятилетие не менее интенсивное развитие работ на амбиполярных системах, чем было на токамаках в 70-х гг? Ведь теоретические предсказания для получения высоких значений беты в амбиполярных системах, по крайней мере, более обнадеживающие, чем в токамаках и стеллараторах.

Перспективы использования для  $D^3\text{He}$ -реакций других магнитных конфигураций, таких, как различные пинчи, компактные торы, значи-

тельно менее ясны, и мы их обсуждать не будем. Условия (9.1) — (9.4), должны служить руководством для изобретателей будущих реакторов с  $D^3He$ -топливом.

Очень важно, что использование  $D^3He$ -реакции не является делом отдаленного будущего, так как не требует создания техники, превосходящей ту, которая создается сейчас для токамаков реакторов ITER или ОТР, а вопрос о предельном снижении радиационной опасности стоит сейчас остро перед всей энергетикой, будь то ядерная или термоядерная.

## 10. СРАВНЕНИЕ DT- И $D^3He$ -РЕАКТОРОВ

В табл. 10.1 приведены параметры демонстрационного DT-реактора-токамака ДЕМО, предлагаемого западноевропейскими разработчиками, и четырех воображаемых реакторов с  $D^3He$ -топливом.

HARR (High Aspect Ratio  $D^3He$  Reactor) предложен Институтом термоядерной технологии Висконсинского университета [34] с плазмой, находящейся во второй области устойчивости. Принятое соотношение  $\xi = 0,5$  приводит к значительным потокам нейтронов, при указанной температуре горения 41 кэВ. Авторы не называют преимуществ этого токамака перед привычными моделями с DT-топливом. Токамак V-0211-ТОК предложен Г. Логаном из Ливерморской лаборатории; приведенные цифры взяты из [1]. Ток в плазме 60 МА представляется непрактично большим, и весь токамак неоправданно больших размеров и с высокой плотностью мощности реакции синтеза в плазме ( $0,66 \text{ MW/m}^3$ ). Его КПД невелик. Автор, видимо, преследовал цель показать параметры токамака реактора с плазмой в первой области устойчивости, достигнутой в современных токамаках.

Амбиполярный реактор Ра описан подробнее [35]. Его достоинства в пониженной радиоактивности. Авторы отмечают, что его первая стенка может служить 30 лет без замены, так как радиационные повреждения не велики, в 70 раз меньше, чем были бы у аналогичного реактора с DT-топливом. Аварийное отключение охлаждения первой стенки для него не опасно, так как даже при адиабатическом нагреве, наведенной радиоактивностью температура первой стенки достигла бы за месяц только  $600^\circ\text{C}$ , в то время как у DT-реактора за 30 часов нагревалась бы до  $\sim 1000^\circ\text{C}$  и могла бы выйти из строя. Радиоактивные отходы от реактора Ра относятся к классу отходов, допускающих захоронение в мелких траншеях, без последующего контроля за состоянием. Отходы DT-реакторов не отличаются по требованиям к захоронению от ядерных реакто-

Т а б л и ц а 10.1. Параметры термоядерного реактора

	Токамаки			Амбиполярные	
	DEMO	HARR	<sup>3</sup> He-ТОК	Pa	№ 1
Состав топлива	D:T = = 1:1	D: <sup>3</sup> He = = 2:1	D: <sup>3</sup> He = ?	D: <sup>3</sup> He = = 1:3	D: <sup>3</sup> He = = 1:1
Число нейтронов на единицу мощности	1	—	—	1/27	1/9,5
Количество трития на единицу мощности	1	—	—	1/2000	1/240
Плотность термоядерной мощности, МВт/м <sup>3</sup>	4,4	—	0,66	7,2	5,5
Термоядерная мощность, МВт	2000	3394	3260	1227	360
Электрическая мощность реактора, МВт	1015	—	1200	600	180
Магнитное поле, Тл	—	10	—	6,5	5
КПД выработки электроэнергии	43	—	37	49	60
<b>Плазма</b>					
Температура ( $T_e = T_i$ ), кэВ	10	41	—	—	70
Плотность электронов, м <sup>-3</sup>	$1,7 \cdot 10^{20}$	$4,4 \cdot 10^{20}$	—	—	$3,7 \cdot 10^{20}$
Средняя бета, %	5,6	20	—	—	70
Время удержания частиц, с	1,5	4,9	—	—	3
Ток в плазме, МА	9,3	7,2	60	0	0
Объем плазмы, м <sup>3</sup>	450	650	4900	170	65
<b>Размеры</b>					
Диаметр плазмы, м	3,2/5,1	(2,4/4,8)	4,7/10,5	1,1	1,0
Площадь поперечного сечения плазмы, м <sup>2</sup>	12	9,4	39	1,7	0,8
Длина плазмы в области горения или $2\pi R$ , где R — большой радиус токамака, м	43	69	54	100	83
Площадь первой стенки, м <sup>2</sup>	550	790	1490	345	312
Ток нейтронов на первую стенку, МВт/м <sup>2</sup>	2,6	—	0,09	0,05	0,023

ров и нуждаются в глубинном захоронении с контролем целостности тары.

Амбиполярный реактор № 1 предлагается нами. Реактор № 1 допускает прямое преобразование, и потому его КПД велик. Правда, как показали оценки, в нем необходима высота запирающего амбиполярного барьера более 300 кэВ, и для ее обеспечения выгодно инжектировать в барьерные ловушки протоны с энергией около 1 МэВ. Мы приняли, что плотность плазмы в амбиполярном барьере втрое ниже плотности в среднем соленоиде и удержание плазмы кулоновское. Инжекторы с энергией ионов  $H^+$  в 1 МэВ уже разрабатываются для поддержания тока в плазме токамака ITER.

Как видно из табл. 10.1, масштабы реакторов обоих типов вполне приемлемы. Амбиполярные реакторы не требуют развития техники более сложной, чем токамаки. С точки зрения управления параметрами плазмы, амбиполярные реакторы существенно более привлекательны, чем токамаки или стеллараторы, так как плазма доступнее для воздействия на нее пучками частиц, СВЧ- и ВЧ-излучениями, с помощью которых удобно управлять распределением потенциала, температуры и плотности вдоль оси ловушки, а профили их по радиусу, по-видимому, не играют такой важной роли, как в замкнутых системах. Важное преимущество амбиполярных реакторов состоит в том, что в них нет таких теплонапряженных частей, как диверторы, ибо потоки плазмы, вытекающие в концы, можно широко разводить и принимать на большие поверхности.

Для создания как  $D^3He$ -токамаков-реакторов, так и амбиполярных  $D^3He$ -реакторов, необходимо решение значительных по сложности плазмозфизических задач. Для токамаков — это прежде всего выход во вторую область устойчивости, для открытых — поднятие параметров плазмы до реакторного уровня.

Однако создание малорадиоактивной энергетики — столь важная задача для будущего благополучия человечества, что затрата еще двух-трех десятков лет на интенсивные исследования и инженерные разработки представляется не только вполне оправданной, но и остро необходимой.

## 11. ДОБЫЧА ГЕЛИЯ-3 НА ЛУНЕ И ДОСТАВКА ЕГО НА ЗЕМЛЮ

В этом разделе мы начнем с краткого изложения результатов висконсинских разработок [8, 9].

Анализ шести образцов лунного грунта, привезенных экспедициями "Аполлона", и двух образцов, привезенных экспедициями "Луны", показал, что в лунной пыли, покрывающей все моря и плоскогория Луны содержится до  $10^6$  т  ${}^3\text{He}$ , которого хватило бы на 1000 лет для электроэнергетики Земли, увеличенной примерно в пять раз по сравнению с современной ( $\sim 6000$  ГВт). Обращаясь к более далекому космосу, авторы названных работ приходят к выводу, что на Юпитере запасы  ${}^3\text{He}$  достигают  $10^{20}$  т, чего хватит навсегда для энергетики Земли.

В первичном космосе после Большого взрыва все вещество состояло из водорода и гелия, причем отношение числа ядер изотопов  ${}^3\text{He} : {}^4\text{He}$  было равно  $140 \cdot 10^{-6}$ . Современные космические полеты показали, что в солнечном ветре  ${}^3\text{He} : {}^4\text{He}$ ;  $480 \cdot 10^{-6}$ . Повышенное содержание  ${}^3\text{He}$ , по-видимому, обусловлено протеканием ядерной реакции  $\text{D}(\text{p}, \gamma){}^3\text{He}$  в гравитационном поле Солнца. Однако на Земле содержание  ${}^3\text{He}$  в атмосферном гелии очень низко и в гелии, содержащемся в природном газе, не превосходит  $21 \cdot 10^{-6}$  от  ${}^4\text{He}$ . Полные запасы гелия-3 на Земле малы. Всего лишь  $\sim 4000$  т, чего едва хватило бы на один год земной энергетики при очень совершенном извлечении его из атмосферы и из подземного газа. Авторы [8, 9] оценивают, что реально получение в распоряжение исследователей к 2000 г. до 1000 кг гелия-3 при годовой производительности в мире после этой даты не более 50 кг/год.

Лунная пыль — реголит — покрывает Луну толщиной 5 — 15 м. Пыль морей богаче гелием, чем пыль высокогорий.

Промышленность по добыче гелия-3 должна включать следующие процессы.

1. Добыча пыли. Экскаваторы и транспортеры должны доставлять пыль к пункту дальнейшей переработки с поверхностного слоя толщиной  $\sim 2$  м. На 1 кг  ${}^3\text{He}$  с энергетическим эквивалентом  $6 \cdot 10^5$  ГДж надо переработать  $1,2 \cdot 10^5$  т пыли. На этот процесс авторы оценивают затраты энергии в  $2,2 \cdot 10^3$  ГДж/кг.

2. Десорбция гелия из пыли. При нагреве до  $600^\circ\text{C}$  из нее десорбируется 75% сорбированного на ней гелия. Этот процесс надо производить в вакуумных печах. Так как вакуум на Луне  $10^{-12}$  торр, то никаких вакуумных насосов не требуется, нагрев же пыли надо производить

с помощью пластмассовых линз соответствующего размера, имея в виду поток солнечной энергии в  $1,3 \text{ кВт/м}^2$  и отсутствие облаков. Десорбцию предлагается вести днем, когда лунная поверхность нагревается до  $130^\circ \text{C}$ . Доставку и оборудование печей на Луне авторы оценивают в  $180 \text{ ГДж/кг}$ .

3. Разделение изотопов  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  авторы предлагают вести в две ступени. На первой ступени проводится криогенная дистилляция, использующая разницу в температурах ожиджения изотопов. На второй ступени используется сверхтекучесть  $^4\text{He}$  при охлаждении его ниже  $2,1 \text{ К}$ . Разделение изотопов рекомендуется вести ночью, когда температура лунной поверхности опускается до  $120 \text{ К}$ . Затраты энергии на это оценены в  $180 \text{ МДж/кг}$ .

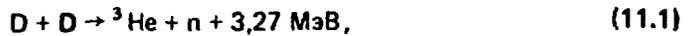
4. Доставка на Землю жидкого  $^3\text{He}$  предлагается на аэрокосмических кораблях многоразового пользования. Затрата энергии на доставку оценена в  $1 \text{ ГДж/кг}$ .

Полная затрата энергии на поставку  $^3\text{He}$  оценивается в  $2,4 \cdot 10^6 \text{ МДж/кг}$ . Если учесть, что при сжигании  $^3\text{He}$  в термоядерной реакции выделяется  $6 \cdot 10^8 \text{ МДж/кг}$ , то выигрыш энергии получается в 250 раз. Этот выигрыш стоит сравнить с тем, что при сжигании урана в ядерных реакторах выигрыш в 20 раз, а при сжигании угля — 16 раз.

Авторы не берутся оценивать лунный  $^3\text{He}$  в долларах. Мы же только отметим, что при топливной составляющей в  $1 \text{ коп./кВт.ч}$  цена  $^3\text{He}$  была бы 1 млрд. руб./т. Если жз учесть, что наша советская электроэнергетика в  $300 \text{ ГВт}$  потребляла бы  $\sim 40 \text{ т } ^3\text{He}$  в год, а в каждом полете на Луну было бы целесообразно привозить  $\sim 1/3$  годовой потребности, т.е. 13 — 15 тонн, и мы хотели бы иметь топливную составляющую в  $1/3 \text{ коп./кВт.ч}$ , то можно было бы допустить, чтобы каждый полет стоил 5 млрд. руб. Разумеется, что каждый полет гораздо дешевле. Поэтому в 5 млрд. руб. входила бы амортизация лунной промышленности и оплата всех энергозатрат. Приняв стоимость энергии на Луне в  $4 \text{ коп./кВт.ч}$ , мы получили бы затраты на энергию в 400 млн. руб. на 15 тонн гелия-3, что составляет 8% от приведенной суммы. Развивая фантазию дальше, мы не удивимся, если окажется, что по энергетическому эквиваленту лунный  $^3\text{He}$  окажется дешевле земного каменного угля! Обратим еще внимание на то, что на Луне не потребуется земное топливо. Кислорода и водорода в достаточном количестве можно будет добывать на ней самой.

На Международном симпозиуме по малонейтронным термоядерным реакциям, проходившем в Принстонском институте перспективных исследований в сентябре 1987 г. [36], рассматривалась возможность

производства гелия-3 на Земле. К образованию  ${}^3\text{He}$  ведут только следующие шесть реакций:



Зажигание в магнитном поле возможно для DD-реакции. Но в ней 66% энергии уносится нейтронами, и во второй ветви образуется тритий. Поэтому по экологическим соображениям мы ее отвергаем. Если же пренебречь ее радиационной опасностью и весь гелий-3 производить только с помощью этой реакции, совсем не доставляя его с Луны, то более половины электроэнергетики Земли получилось бы основанной на DD-реакции и менее половины — на  $\text{D}^3\text{He}$ -реакции.

Т.е. энергетика в целом оставалась бы сильно радиоактивной.

Все остальные реакции нельзя зажечь в магнитном поле при бете, существенно отличающейся от единицы, так как скорости их протекания  $\langle \sigma v \rangle$  делаются достаточно большими только при температуре в несколько сотен кэВ, когда велико циклотронное излучение, пропорциональное  $T^{5/2}$ . Наиболее экологически привлекательна реакция  $\text{p}^6\text{Li}$ , так как в плазме, состоящей из лития и протонов нейтроны рождаются в относительно небольшом количестве только в  ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li}$  взаимодействиях. По расчетам Кернбихлера и Хейндлера [37], при температуре плазмы 500 кэВ нейтроны уносят только 1,2% мощности  $\text{p}^6\text{Li}$  реакции. Но ее использование представляется возможным только в двух вариантах. Или это максвеллизированная плазма с  $\beta \gtrsim 0,90$  (компактные торы, или каспы с вытесненным магнитным полем и вытеканием, запертым амбиполярными барьерами) или, может быть, существенно не максвеллизированная, т.е. пучковая плазма, например, типа плазмы установок ПСП Волосова и др. [38] с быстрыми ионами и холодными электронами или в ячейках мигма Маглича [36] и с потоками энергии, замыкаемыми через электрическую сеть. Все эти реакции с незажигающейся плаз-

мой вели бы к очень энергоемкому производству гелия-3 — с затратой энергии порядка одного или нескольких МэВ на создание одного ядра гелия-3, в то время как согласно оценкам Кульчинского и др. [9] лунная добыча гелия потребовала бы  $18,3:250 = 0,07$  МэВ на одно ядро гелия-3.

Добыча гелия-3 на Луне представляется нам более легко осуществимой, чем его производство на Земле. Нет нерешенных принципиальных задач, препятствующих созданию лунной промышленности. Это вопрос только экономики и времени, тогда как для производства гелия-3 на Земле нет еще принципиальных физических решений. Разумеется, поиск их не должен быть исключен.

## 12. ОРИЕНТИРОВОЧНЫЕ СРОКИ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Все прогнозы ненадежны. Решение термоядерной проблемы затянулось далеко за сроки, на которые мы рассчитывали, принимаясь за дело. Теперь, обогащенные опытом развития атомной энергетики, мы не находим аргументов для утверждения, что промышленное применение термоядерных электростанций начнется раньше третьего десятилетия наступающего века. Но растущая, вполне обоснованная, оппозиция общественного мнения энергетике, связанной с высоким уровнем радиации, является большим стимулом для исследований путей создания малорадиоактивного термоядерного синтеза.

Уже несколько лет тому назад высказывалась мысль (например, Коганом и Лисицей [22]), что смесь дейтерия с тритием может оказаться топливом лишь переходного периода в становлении термоядерной энергетики. Но тогда не концентрировалось внимание на снижении радиоактивной опасности, как важнейшей для человечества задаче, в которую, видимо, только термоядерная проблема может внести весомый положительный вклад. Поэтому к новым термоядерным топливам ( $DD$ ,  $D^3He$ ,  $p^{11}B$  и другим) относились как к возможным экзотическим решениям, не актуальным в обозримом будущем. Острая необходимость принципиального исключения аварий, влекущих за собой радиационно опасное для здоровья населения загрязнение среды, ставит задачу по-новому. Обстановка, сложившаяся после Чернобыльской катастрофы, возлагает на термоядерное сообщество мира ответственность за скорейшее решение вопроса о возможности создания малорадиоактивной термоядерной энергетики.

Лунная промышленность, основываясь на технике, в которой нет

принципиальных нерешенных задач, может быть создана в самом близком будущем, и вопрос стоит только об ее экономических показателях. Судя по анализу Висконсинского института термоядерной технологии, они будут благоприятными. Но этот вопрос требует тщательной разработки, и затраты на проектно-вычислительные работы будут невелики. Безусловно, работа в лунной промышленности связана с принципиально неисключаемым риском, но он не несет в себе угрозы загрязнения среды обитания на Земле.

Поэтому надо отнестись очень внимательно к утверждению Кульчинского о том, что дейтерий-гелиевые реакторы могут войти в энергетику раньше, чем дейтерий-тритиевые из-за коренного упрощения задачи о первой стенке, как уже было сказано.

Все разделы техники, развиваемые сейчас для DT-токамаков (сверхпроводящие обмотки, инжекторы быстрых атомов водорода, ВЧ- и СВЧ-нагревы, вакуумная техника, диагностика плазмы) будут, наверное, без изменений пригодны для  $D^3He$ -реакторов. Разработка специальной техники для подпитки горячей DT-плазмы топливом с целью поддержания стационарной реакции, проводимая сейчас для токамаков, потребуется также и для подпитки гелием-3 горячей  $D^3He$ -плазмы. Инжекторы быстрых атомов гелия-3 были бы неприемлемо энергоемки. Включение гелия-3 в таблетки с оболочкой из дейтериевого льда возможно, но сложно и требует очень низкой температуры таблеток — ниже 2 К, чтобы давление  $p$  ров гелия-3 не разорвало ледяную оболочку, в то время как дейтерий-тритиевые таблетки могут иметь температуру до  $\sim 10$  К. Может быть, лучшим способом ввода гелия-3 в плазму окажется использование плазменных струй или инъекции омаков [39]. Но эти способы еще не изучены и только начинают развиваться.

Амбиполярные системы наиболее подготовлены для использования  $D^3He$ -реакции, поскольку необходимые высокие значения беты для них более обоснованы, чем для токамаков и стеллараторов. О других вариантах магнитного удержания плазмы мы знаем чересчур мало, чтобы говорить об их реакторных перспективах.

Уделив амбиполярным системам необходимое внимание, можно, по-видимому, за ближайшие 15 лет довести их до уровня современных DT-токамаков, т.е. получить недостающие знания для проектирования демонстрационного  $D^3He$  амбиполярного реактора. На эту работу понадобились бы меньшие затраты, чем сделаны в мире на токамаки за последние 15 лет, так как упомянутая вспомогательная техника уже развита, и многие знания по физике плазмы и ее взаимодействию со стенками,

необходимые и для создания амбиполярного реактора, приобретены уже на токамаках.

Объединив различные американские публикации [8, 9, 40], мы составили табл. 12.1, на которой показаны ведущиеся в США обсуждения возможности применения термоядерной энергетики для энергоснабжения космических кораблей, начиная с 2000 – 2005 гг. и для тяги в космосе с 2015 г. Оптимизм американцев позволил им считать 2015 г. началом коммерческого применения термоядерных электростанций, сжигающих  $D^3He$ . Эти даты представляются нам опережающими на одно десятилетие реальные возможности.

Что касается лунной промышленности, то обсуждается основание первых поселений на Луне в 2005 г. и в 2015 г. пуск на Луне завода по производству 500 т кислорода в год для спутников и космических стан-

Т а б л и ц а 12.1. Предложения Национальной космической комиссии США (1986 г.), Кульчинского и др. по  $^3He$

	1990 – 2010 гг.	2010 – 2020 гг.	2020 – 2100 гг.	После 2100 г.
Ресурсы $^3He$ количество место добычи	600 кг Земля	10 <sup>6</sup> тонн Луна		10 <sup>20</sup> тонн Юпитер
Применение DEMO с $^3He$ Коммерческая ТЯЭС на $^3He$ Электроснабжение космических кораблей	-----			
Тяга в космосе	-----			
На Луне Поселки Кислородный завод на 500 т/год Добыча $^3He$ <sup>*)</sup>	-----			
На Марсе Первые люди Поселки	-----			
*) Предложено автором.				

ций. Мы прибавили на тот же 2015 г. и пуск на Луне первого завода по производству гелия-3!

### 13. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В разд. 7 мы пришли к выводу, что современные материалы обладали бы в  $D^3$ He-реакторе сроком службы до радиационного разрушения в 100 – 200 лет, и возможен такой подбор компонент сплавов, чтобы радиоактивность их через год после остановки реактора снижалась до уровня, допускающего их повторное использование. Если это действительно осуществимо, то для  $D^3$ He-реакторов отпадает проблема сохранения после выработки ресурса станции, и не будет опасности длительного радиационного загрязнения окружающей среды даже в случае самой тяжелой аварии.

Такие же малорадиоактивные материалы надо бы употреблять и для DT-реакторов. Но выполнимость этого не очевидна, так как материалы для DT-реактора должны быть в 10 раз более радиационно стойкими, чем современные материалы.

При этом мы исходим из утверждения, что полная смена несколько раз в течение тридцати лет эксплуатации реактора всей радиационно поврежденной первой стенки, прилегающих конструкций blankets и других частей его экономически неприемлема по соображениям стоимости замены и длительности простоя реактора (год на снижение радиоактивности плюс время перемонтажа и наладки).

В результате перед нами встает дилемма: или приниматься за многолетние дорогие разработки высокорadiационно-стойких материалов, не имея гарантии на успех, или создавать лунную промышленность по добыче гелия-3. Правда, для создания  $D^3$ He-реакторов придется затратить дополнительно годы и деньги на плазмофизические исследования, которые казалось бы уже заканчиваются, подводя нас близко к осуществлению дейтерий-тритиевого токамака-реактора. Но это еще не так. Мы, действительно, близки к зажиганию на несколько секунд или минут DT-реакции в токамаке, но до создания реактора еще остается непочтый край работы, на выполнение которой в лучшем случае уйдут десятилетия, ибо вырисовываются очень большие сложности. Это – проблемы дивертора, поддержания тока в плазме, удаления золы и подачи топлива. Со стеллараторами дело не лучше. Кроме того, минимальная тепловая мощность стеллараторов-реакторов, по-видимому, невозможна менее десятка гигаватт, что влечет за собой очень большие капитальные затра-

ты на каждую отдельную электростанцию и неблагоприятно для их эксплуатации.

$D^3$  He-топливо открывает нам путь в мало пока обследованную область амбиполярных реакторов, привлекательных для энергетики будущего очень низкой радиоактивностью, высоким КПД и возможностью единичных умеренных мощностей на уровне сотен мегаватт.

Отсюда вытекает программа ближайших нескольких лет.

1. Концептуальное проектирование  $D^3$  He-реакторов (амбиполярных и токамаков) с максимально доступным теоретическим и экспериментальным обоснованием.

2. Тщательная проработка возможности создания экономически приемлемых слабоактивируемых конструкционных материалов с необходимыми механическими, тепловыми, коррозионными и прочими свойствами.

3. Концептуальное проектирование лунной промышленности по добыче гелия-3 и космического транспорта по доставке его на Землю.

Если полученная в результате этой работы аргументация будет в пользу  $D^3$  He-энергетики, то долг разработчиков термоядерной проблемы перед человечеством — приложить все знания и силы, чтобы эта энергетика заменила ядерную в наступающем веке. Каково будет конкретное решение, приведут ли к цели амбиполярные открытые магнитные ловушки или иные системы, это покажет будущее.

Задача создания малорадиоактивной термоядерной энергетики относится к тем глобальным проблемам человечества, как экологическая чистота, ограничение популяции Земли, сохранение озонового слоя, истощение минеральных ресурсов, от решения которых зависит выживаемость наших потомков. Только предотвращение ядерно-термоядерной войны и прекращение гонки вооружений является более неотложной задачей.

\*\*\*

Сформулированные нами положения уже вызывают борьбу мнений. Особенно сильную оппозицию надо ожидать от тех, кто многие годы своей жизни отдал дейтерий-тритиевым токамакам, ведущим, казалось, к практическому применению управляемого термоядерного синтеза в энергетике.

Но для использования синтеза дейтерия с гелием-3 не только токамаки, но и другие замкнутые системы (стеллараторы, обращенные пин-

чи, драконы) едва ли пригодны по "инженерным", а не по плазменным причинам, и на передовые позиции выходят открытые магнитные ловушки в их амбиполярном варианте. Отметая в сторону политиканство, надо признать, что возможность создания "земного солнца" никто не может гарантировать ни на основе магнитного, ни инерционного удержания, или сталкивающихся пучков или мюонного катализа, так как никогда не гарантирован успех в задаче, основанной на новых, ранее не освоенных принципах. Во всех таких случаях всегда есть риск неудачи, и на него надо идти.

И все же к зажиганию дейтерий-тритиевой реакции в токамаке мы подошли настолько близко, что очень маловероятна неудача в осуществлении его в течение ближайшего десятилетия, если не поспешить на расход до 500 млн. долл. И эту работу надо выполнить международным сложением усилий, чтобы убедиться самим и продемонстрировать всему миру, что 40 лет мы, термоядерное сообщество всего земного шара, работали не бесплодно, а создали новый раздел науки, правильно описывающий природу явлений в горячей, с надзвездными температурами, плазме. Зажигание будет главным крупным итогом работ по управляемому термоядерному синтезу, начатых в 1950 г.

При склонности человека к консерватизму в мыслях и действиях, несомненно, будут продолжаться усовершенствования дейтерий-тритиевого токамака и других замкнутых ловушек. Конкуренцию с  $D^3He$ -системами я вижу возможной для них только на пути поиска малоактивируемых материалов с очень высокой одновременно радиационной стойкостью. Научные задачи перейдут при этом от физики плазмы к физике твердого тела и материаловедению. И успех в этой области неизведанных свойств материи, разумеется, как всегда, не гарантирован.

Сохранение среды обитания требует, чтобы энергетика была бы с очень низкой радиационной опасностью и с наименьшими тепловыми выбросами, то есть с высоким КПД преобразования ядерной энергии в электричество. Проведенные рассуждения показывают, что это легче всего достигается заменой замкнутых DT-реакторов на открытые реакторы, сжигающие  $D^3He$ .

Как для  $D^3He$ , так и для DT-реакторов надо прежде всего создать малоактивируемые сплавы для изготовления первой стенки и прочих конструкций реактора. В создании таких сплавов нет принципиальных препятствий, в случае  $D^3He$ -реактора, но есть сложные технологические и организационные задачи по развитию сверхчистой металлургии.

Создание материалов с повышенной радиационной стойкостью для

DT-реакторов было бы связано с многолетними дорогостоящими исследованиями и испытаниями. Доведение ресурса до 100 МВт/м<sup>2</sup> (30 лет эксплуатации) заняло бы десятки лет и, повторю, не имеет гарантии успеха.

Для D<sup>3</sup>He-реакторов надо добывать гелий-3 на Луне и доставлять его на Землю. Нет принципиальных препятствий для решения этой задачи. Это вопрос экономический.

КПД у D<sup>3</sup>He-реакторов может быть, как мы видели, вдвое выше КПД DT-реакторов. Тепловые выбросы от D<sup>3</sup>He-реакторов будут вдвое ниже выбросов DT-реакторов. Из-за вдвое более высокого КПД D<sup>3</sup>He-реактора он будет потреблять при прочих равных условиях на собственные нужды вдвое меньшую долю вырабатываемой электроэнергии, чем DT-реактор. Это тоже говорит в пользу D<sup>3</sup>He-реактора.

D<sup>3</sup>He-реакторы могут быть созданы раньше, чем DT-реакторы, так как для получения температуры плазмы в 3 – 4 раза более высокой, чем в DT-реакторе, требуется техника нагрева и магнитные поля, принятые в современных проектах токамаков реакторов (ITER, DEMO), но не нужны материалы повышенной радиационной стойкости, не нужен сложный по конструкции бланкет.

Сказанное приводит нас к неожиданному выводу:

Разработка управляемого термоядерного синтеза станет актуальной для человечества только тогда, когда убедительно будет показана возможность производства экономически приемлемых сверхчистых малоактивируемых материалов, которые позволят снизить радиоактивность термоядерного реактора по сравнению с ядерным до десятков тысяч раз в случае применения DT-топлива и до сотен или миллиона раз при D<sup>3</sup>He-топливе.

Добыча гелия-3 на Луне вместо использования DT-топлива позволит:

- не менее чем в тридцать раз снизить радиоактивность реактора;
- более чем в тридцать раз снизить радиационную опасность энергетика, так как освободит от манипуляций с большими количествами радиоактивного трития;
- удешевить реакторы, так как в них не понадобится бланкет, что в свою очередь позволит уменьшить их размеры;
- вдвое поднять КПД производства электроэнергии;
- вдвое уменьшить тепловые выбросы;
- по роду обсужденных ранее причин сделать термоядерную энергетику экономически более выгодной.

## Список литературы

1. Holdren J.F. et al. Report of the Senior Committee on Environmental Safety and Economic Aspects of Magnetic Fusion Energy: UCRL-53766, 1987, p. 1 – 102.
2. Асмолов В.Г. и др. Авария На Чернобыльской АЭС: год спустя. — Атомная энергия, 1988, т. 64, вып. 1, с. 3 – 23.
3. Myers B. Thermonuclear Reactors and Electric Power Generation. — In: Proc. Intersociety Energy Conversion Engineering Conference "Energy-70" (Las Vegas, 21 – 25 Sept., 1970), p. 1 – 95.
4. Häfele W., Holdren J.P., Kessler G., Kulcinski G.L. Fusion and Fast Breeder Reactors. International Institute for Applied System Analysis: A-2361 (Laxenburg, Austria, Nov. 1976).
5. Next European Torus. Status Report (December 1985): EUR-FV/XII-80/86-51, p. 277.
6. WITAMIR UWFDМ-400, 1980. MARS Commercial Fus. Electr. Plant. UCRL-53480 (1984), INTOR.
7. Fusion Power Reports, 1985 – 1988.
8. Wittenberg L.W., Santarius J.F., Kulcinski G.L. Lunar Source of  $^3\text{He}$  for Commercial Fusion Power. — Fus. Techn., 1986, vol. 10, p. 165 – 178.
9. Kulcinski G.L., Schmitt H.H. The Moon: an Abundant Source of Clean and Safe Fusion Fuel for the 21-st Century: UWFDМ-730. Presented and the 11th International Scientific Forum on Fueling the 21-st Century (USSR, Moscow 29 Sept. – 6 Oct. 1987).
10. Shiba T., Nakashima H. et al. Burn characteristics of DT Ignited DD and  $\text{D}^3\text{He}$  Fuel Pellets for Inertial Confinement Fusion Reactors. — Nucl. Fus., 1988, vol. 28, № 4, p. 699 – 705.
11. Бурцев В.А. и др. Квазистационарная термоядерная система на основе обращенной магнитной конфигурации с использованием  $\text{D}^3\text{He}$  топлива. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1989, вып. 1.
12. Hirano K. Ignition of Deuterium Based Fuel Cycles in a High Beta System: IPPJ-810. — Research Report of Nagoja University, 1987.
13. Perkins S.T., Kullen D.E. — Nucl. Sci. Eng., 1981, vol. 77, p. 20.
14. Лонгмайр К. — Физика плазмы. — М.: Атомиздат, 1966, с. 237.
15. Maxon S. Bremsstrahlung Rate and Spectra from a Hot Gas ( $Z = 1$ ). — Phys. Rev., 1972, vol. A-5, № 4, p. 1630 – 1633.
16. Stzeni S., Coppi B., Rubinacci G. Ignition Experiments with Advanced Fusion Fuels. — Internat. School on Unconvention Approaches in

- Fusion. (Erice, Italy 15 – 25 March 1981). – Proc. Plenum Press, London, 1981.
17. Tamor S. Studies of Emission and Transport of Synchrotron Radiation in Tokamaks. Science Application Inc. Report LAPS-71. [March 1981].
  18. Tamor S. A Simple Fast Routine for Computation of Energy Transport by Synchrotron Radiation in Tokamaks. – Sci. Appl. Inc., LAPS-72; 1981-
  19. Трубников Б.А. Универсальный коэффициент выхода циклотронного излучения из плазменных конфигураций. – *Вопр. теории плазмы*, 1973, т. 7, с. 274 – 298.
  20. A DEMO Tokamak Reactor. Aspects of the Conceptual Design. Compiled by P.I.H. Cooke and Reynolds. Culham Lab., CLM-R264, 1985.
  21. Дмитриев П.П. Выход радионуклидов в реакциях с протонами, дейтронами, альфа-частицами и гелием-3: Справочник. – М., 1986.
  22. Коган В.И., Лисица В.С. Радиационные процессы в плазме. Итоги науки и техники. – *Физика плазмы*, М.,: ВИНТИ, 1983, т. 4, с. 194 – 274.
  23. Logan B.G. Economical  $D^3He$  Fusion Using Direct Conversion of Microwave Synchrotron Radiation. – *Fus. Power Associates Annual Meeting* (Washington, DC, 24 April, 1986).
  24. Steiner D. The Nuclear Performance of Vanadium as a Structural Material in Fusion Reactor Blankets. – *Nucl. Fus.*, 1974, vol. 14, № 1, p. 33 – 44.
  25. Post R.F. Magnetic Mirror Approach to Fusion. – *Nucl. Fus.*, 1987, vol. 27, № 10, p. 1579 – 1739; Direct conversion p. 1724 – 1726.
  26. Выступление Б. Коппи на First Energy Independence Conference; Fusion Energy and Plasma Physics (Rio de Janeiro, Brasil, 17 – 21 Aug. 1987). – *Nucl. Fus.*, 1988, vol. 28, p. 337.
  27. Coppi B. et al. Ideal MHD Stability of Finite Beta Plasmas. – *Nucl. Fus.*, 1979, vol. 19, № 6, p. 715 – 725.
  28. Navratil C.A., Marshall T.C. High-Beta Tokamak Operation in the Second Stability Regime. – *Comments Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1986, vol. 10, № 4, p. 185 – 206.
  29. Status of Mirror Fusion Research/Ed. B.I. Cohen, LLL, 1980, UCAR 10049-80, Appendix. The 2XII B Experiment.
  30. Simonen T.C. et al. Mirror Based and Field-Reversed Approaches to Magnetic Fusion. – *Proc. Intern. School of Plasma Physics. Workshop Varenna*, 182, 1983.

31. Lane B.G. et al. Equilibrium and Stability of the Tara Tandem Mirror Experiment. — In: Proc. Intern. School of Plasma Physics. Workshop, Varenna, 1 — 11 — Sept., 1987.
32. Cho T., Hojo H., Ichimura M. et al. Scaling Studies of Thermal Barrier Potential and Plasma Confinement in the Tandem Mirror Gamma 10. — In: Proc. 12th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fus. Res. (Nice, France, 12 — 19 Oct. 1988) : IAEA-CN-50/C-3-4.
33. Арцимович Л.А. и др. Экспериментальные исследования на установке Токамак. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. — In: Conference Proc. (Novosibirsk, 1 — 7 Aug. 1988), vol. 1, p. 157 — 174.
34. Deng B.Q., Emmert G.A. High Aspect Ratio D<sup>3</sup>He Reactor. — In: Proc. 12th Symp. on Fusion Engineering, 12 — 16 Oct., 1987, Monterey CA.
35. Santarius J.F. et al. — Re; A High Efficiency D<sup>3</sup>He Tandem Mirror Fusion Reactor. Ibidem.
36. Aneutronic Energy/Ed. by B. Maglich and J. Norwood. North-Holland Physics Publishing. Amsterdam, 1988. See also: Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1988, vol. A271, № 1.
37. Kernbichler W., Heindler M. Neutron-Lean Fusion Reactor Studies for Thermal Plasmas. — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1988, vol. A271, p. 65 — 70.
38. Abdrashitov G.F. et al. Mirror Based and Field Reversed Approaches to Magnetic Fusion. — In: Proc. of the Intern. School on Plasma Phys. (Varenna, 1983), vol. 1, p. 335.
39. Hartmann C.W. et al. Acceleration of Compact Toroid Plasma Rings for Fusion Application. — IAEA 12th International Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research (Nice, France, Oct. 12 — 19 1988).
40. Pioneering the Space Frontier. — Rev. on the Nat. Commission on Space. Bantum Books, 1986.

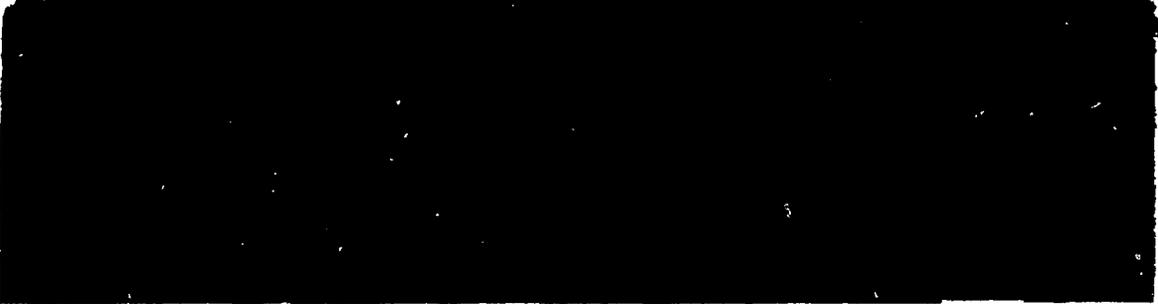
## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	1
2. Реакции синтеза в плазме . . . . .	7
3. Плотность энерговыделения и радиационных потерь . . . . .	9
4. Время удержания частиц и энергии . . . . .	14
5. Количество трития в реакторе с $D^3$ He-топливом . . . . .	16
6. Нейтронные потоки . . . . .	18
7. Радиационная опасность $D^3$ He-реактора . . . . .	22
8. О реакторах с DD-топливом . . . . .	28
9. Условия горения $D^3$ He-реакции и варианты магнитного удержания . . . . .	29
10. Сравнение DT- и $D^3$ He-реакторов . . . . .	33
11. Добыча гелия-3 на Луне и доставка его на Землю . . . . .	36
12. Ориентировочные сроки решения задачи . . . . .	39
13. Заключение . . . . .	42
Список литературы . . . . .	46

Редактор Т.И. Титкова  
Технический редактор Н.А. Малькова  
Корректор Л.В. Пономарева

Подписано в печать 20.06.89. Т-11206. Формат 60x90/16  
Печать офсетная. Усл. печ. л. 3,0. Уч.-изд. л. 3,7  
Тираж 268. Цена 75 коп. Заказ 208. Индекс 3624

Подготовлено к изданию и отпечатано  
в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова  
123182, Москва, пл. Академика Курчатова



Препринт ИАЭ-4885/8. М., 1989

