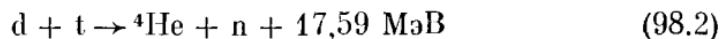
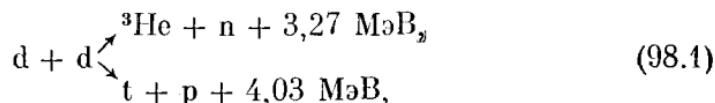


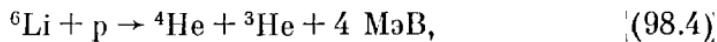
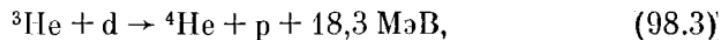
§ 98. Термоядерная проблема

1. Энергия связи ядра, приходящаяся на один нуклон, если отвлечься от ее нерегулярных колебаний, с возрастанием атомного номера сначала систематически возрастает, достигает максимума вблизи ядра железа, а затем начинает систематически убывать (рис. 120). Иными словами, слияние (или *синтез*) легких ядер и деление тяжелых приводят, как правило, к более прочной связи между нуклонами. Отсюда следует, что при делении тяжелых ядер и при синтезе легких должна освобождаться энергия. О первом явлении и его использовании в ядерной энергетике уже говорилось в § 94, 95. При делении ядра ^{235}U освобождается энергия, составляющая около 0,85 МэВ на нуклон.

Из реакций синтеза легких ядер особый интерес представляют две реакции:



(см. § 64, задача 2). Существует и много других экзотермических ядерных реакций синтеза, например



которые в перспективе могут быть использованы для решения обсуждавшейся здесь термоядерной проблемы. Однако в настоящее время основное внимание уделяется реакции (98.2), а затем реакции (98.1), так как в них участвуют самые легкие ядра, благодаря чему облегчается получение и использование выделяющейся энергии.

На один нуклон в верхней ветви реакции dd (98.1) выделяется энергия $(3,27/4)$ МэВ, в нижней — $(4,03/4)$ МэВ. Обе ветви реакции dd идут практически с одинаковой вероятностью. Поэтому в среднем в реакции dd на один нуклон выделяется энергия $(1/2)(3,27/4 + 4,03/4) \approx 0,9$ МэВ, т. е. примерно такая же, что и при одном акте деления тяжелого ядра. В реакции dt (98.2) выделяющаяся энергия на один нуклон составляет $17,59/5 \approx 3,52$ МэВ. Однако в этой реакции только 3,52 МэВ приходятся на заряженные частицы ${}^4\text{He}$, а 14,07 МэВ уносятся нейтронами. Энергия же заряженных частиц может быть преобразована в электрическую со значительно большим КПД, чем энергия нейтронов (см. пункт 5).

В реакции (98.3) на один нуклон освобождается энергия 3,66 МэВ, а в реакции (98.4) — 0,57 МэВ. Продуктами этих реакций являются только радиоактивные заряженные частицы,

ЧТО В ЭПЕРГЕТИЧЕСКОМ ОТНОШЕНИИ ДОЛЖНО РАССМАТРИВАТЬСЯ КАК ИХ ДОСТОИНСТВО (СМ. ПУНКТ 5). ОднакО эти реакции труднее осуществить, а потому в дальнейшем они не будут рассматриваться.

Таким образом, как и при делении тяжелых ядер, в реакциях синтеза легких освобождается энергия, в миллионы раз превосходящая тепло, получающееся при сжигании химического топлива (уголь, нефть и пр.). Однако получение этой энергии в макроскопических количествах, к величайшему сожалению, удалось пока только для военных целей — в водородной бомбе, где реакции (98.1) и (98.2) осуществляются с огромной скоростью и сопровождаются чудовищным взрывом. По этой причине они совершенно неуправляемы. Для использования энергии этих реакций в мирных целях необходимо придать им спокойный управляемый характер. Соответствующая проблема называется проблемой *управляемого термоядерного синтеза* (УТС). Она усиленно разрабатывается в СССР, США и других странах, начиная примерно с 1951 г. В СССР работы по УТС в основном ведутся в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова. Они были начаты под руководством Л. А. Арцимовича (1909—1973) и М. А. Леоновича (1903—1981).

Управляемый термоядерный синтез еще не осуществлен, хотя ученые и надеются получить его к концу настоящего или в начале следующего столетия. Детальное рассмотрение этой проблемы далеко выходит за рамки этой книги. Мы можем дать о ней только общее и поверхностное представление.

2. Обе реакции (93.1) и (93.2) происходят с положительно заряженными ядрами, между которыми действуют кулоновские силы отталкивания. Для возможности проведения обеих реакций взаимодействующим ядрам должна быть сообщена кинетическая энергия, достаточная для сближения их на расстояние порядка 10^{-11} см. Только после этого с заметной вероятностью начнется процесс слияния ядер за счет *туннельного эффекта*. С увеличением зарядового числа Z кулоновский барьер между сближающимися ядрами возрастает пропорционально произведению зарядов обоих ядер. Осуществить слияние ядер тем легче, чем меньше Z . Вот почему выбираются ядрадейтерия и трития, для которых число $Z = 1$, т. е. минимально.

Можно осуществить реакции слияния легких ядер, ускоряя на ускорителе ядра одного изотопа и бомбардируя ими мишени из изотопа того же или другого элемента. Однако такой метод применим и действительно применяется для изучения ядерных реакций, а также для получения нейтронов. Но он совершенно не годится для получения ядерной энергии в промышленных масштабах, если даже воспользоваться весьма сильноточным ускорителем. Дело в том, что эффективные сечения ядерных реакций, хотя и быстро возрастают с увеличением относительной скорости сталкивающихся ядер, но даже в оптимальных усло-

виях несравненно меньше эффективных сечений атомных столкновений. При столкновениях кинетическая энергия ускоренных ядер быстро растративается на ионизацию и возбуждение атомов мишени. Оставшейся энергии ускоренного ядра в подавляющем большинстве случаев совершенно недостаточно для его слияния с ядром мишени. В результате почти все столкновения ядер не будут завершаться ядерными реакциями. Полученная таким путем ядерная энергия будет ничтожна по сравнению с энергией, которую надо затратить для осуществления ускорения ядер с помощью ускорителей.

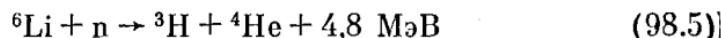
Поэтому процессы ионизации и возбуждения атомов мишени не должны происходить. А это имеет место только в уже *полностью ионизованной плазме*, нагретой до весьма высокой температуры — порядка 10 кэВ (10^8 К). Вот почему проблема получения энергии в промышленных масштабах в управляемых реакциях синтеза ядер легких элементов получила название *термоядерной проблемы*. В своей основе она прежде всего опирается на физику плазмы — на получение, изучение и управление этим состоянием вещества. Физика же плазмы ныне составляет самостоятельный и весьма обширный отдел физики. Его изложение не входит в цели настоящего руководства. По этой причине мы можем дать только общее представление о термоядерной проблеме.

3. Дейтерий ^2H (иначе обозначаемый через D) — стабильный изотоп водорода. Он встречается в воде в виде молекул D_2O и HDO . В естественной воде по числу атомов содержится примерно 0,015 % дейтерия. Значит, в 18 г воды содержится $N_A \cdot 0,00015 \sim 9 \cdot 10^{18}$, а в 1 г около $5 \cdot 10^{17}$ атомов дейтерия, содержащих около 10^{18} нуклонов. Так как на один нуклон в реакции dd освобождается около 0,9 МэВ энергии, то за счет этой реакции в 1 г воды может выделяться энергия $10^{18} \cdot 0,9 \approx 9 \cdot 10^{17}$ МэВ $\approx 1,5 \cdot 10^5$ Дж. По сравнению с энергией химического топлива это громадная величина. Например, удельная теплота сгорания каменного угля составляет около $3,5 \cdot 10^7$ Дж/кг (не учитывая кислорода). Таким образом, 250 г воды в энергетическом отношении эквивалентны примерно 1 кг каменного угля. Масса воды в океанах Земли составляет примерно $1,45 \cdot 10^{24}$ кг. По содержанию энергии это эквивалентно $6 \cdot 10^{21}$ кг = $6 \cdot 10^{18}$ т каменного угля. Это составляет 10^{-3} массы всей Земли (около $6 \cdot 10^{21}$ т). Таким образом, дейтерий, содержащийся в океанах, является *практически неисчерпаемым источником энергии*, которой хватило бы на сотни миллионов лет.

Тритий ^3H (иное обозначение — T) — радиоактивный изотоп водорода с периодом полураспада $T_{1/2} = 12,3$ года. Тритий образуется в небольших количествах в атмосфере под действием космических лучей (примерно 1000 — 2000 атомов T на 1 м² поверхности Земли в 1 с). Получающийся таким образом три-

тий соединяется с кислородом воздуха, образуя сверхтяжелую воду, по из-за распада ${}^3\text{H}$ такая вода не накапливается. В природной воде содержится всего около 10^{-18} атомов трития по отношению к числу атомов водорода.

Таким образом, можно сказать, что из-за радиоактивности тритий в естественном состоянии в природе не встречается. Поэтому для использования в термоядерных установках тритий должен создаваться искусственно. Он получается в реакции



путем облучения изотопа лития ${}^6\text{Li}$ нейтронами от ядерного реактора. Поэтому управляемый термоядерный синтез на основе реакции (98.2) должен предусмотреть получение и воспроизведение трития. Воспроизводство трития может быть осуществлено в самом термоядерном реакторе, поскольку реакция dt сопровождается выделением нейтронов. Для этого в соответствии с реакцией (98.5) рабочую зону реактора следует окружить слоем легкого изотопа лития ${}^6\text{Li}$. Такой слой называется бланкетом. Поэтому количество трития, которым можно располагать в УТС в конце циклов определяется запасомдейтерия и ${}^6\text{Li}$ в природе (в естественном литии изотоп ${}^6\text{Li}$ составляет около 7,52 %, а изотоп ${}^7\text{Li}$ около 92,48 %). Запасы этих элементов на Земле настолько велики, что при прогнозируемых темпах потребления их энергии должно хватить на сотни тысяч лет.

Заметим, что в перспективе бланкет может быть использован для создания *комбинированных ядерно-термоядерных реакторов*. Термоядерный реактор на dd следует окружить бланкетом, содержащим ${}^{238}\text{U}$, делящийся быстрыми нейтронами. Быстрые нейтроны, возникающие в реакции dd будут вызывать деление ${}^{238}\text{U}$ и производить ядерное горючее — плутоний, используемый в ядерном реакторе. Реактор на dt для этой цели не годится, так как получающиеся нейтроны необходимы для воспроизводства трития.

4. При использовании термоядерного топлива, как и при использовании делящихся ядер, не приходится сжигать мировые запасы кислорода или углеводородов, так что в атмосферу не попадают углекислый газ и другие продукты сгорания. В отношении загрязнения окружающей среды (т. е. с экологической точки зрения) термоядерный реактор обладает громадным преимуществом по сравнению с реактором деления. В реакциях ядерного деления образуется много долгоживущих радиоактивных отходов, захоронение которых является непростой задачей. В термоядерном реакторе эта задача не стоит, так как в реакциях синтеза (98.1) и (98.2) долгоживущих радиоактивных отходов не образуется. В этих реакциях основными продуктами будут нейтроны, нерадиоактивные ядра гелия ${}^3\text{He}$ и водорода, а также ядра трития. Правда, тритий радиоактивен — он испускает ионизирующую радиацию в виде β -частиц с максимальной

энергиией 18 кэВ. Но тритий является одним из наименее токсичных радиоактивных изотопов, тогда как плутоний, служащий топливом в ядерных реакторах,— один из наиболее токсичных из известных нам радиоактивных материалов. Кроме того, в реакции dt тритий сам является термоядерным топливом, так что его можно возвратить в активную зону реактора для дальнейшего сжигания. В результате эффективное время жизни трития сводится примерно к 5 дням вместо обычных 18 лет.

5. Сформулируем общее требование, накладываемое на термоядерный реактор законом сохранения энергии, предполагая, что в реакторе идет либо реакция dd , либо реакция dt . Не приводя детального вывода, ограничимся указанием только его общего хода и окончательными результатами.

Пусть в реактор введена плазма из чистого дейтерия или равнокомпонентной смеси дейтерия и трития, уже нагретая в результате какого-либо нетермоядерного процесса. Конечно, плазма предполагается *квазинейтральной*, т. е. такой, в которой средние концентрации положительных ионов и отрицательных электронов в каждом макроскопическом объеме почти одинаковы. Основанием для такого предположения служит замечание, что даже незначительное нарушение квазинейтральности возбудило бы сильные электрические поля, которые, однако, в плазме существовать не могут из-за ее высокой электрической проводимости. В дальнейшем через n обозначается число положительных ионов (и равное ему число электронов) в кубическом сантиметре плазмы.

Если температура T плазмы достаточно высока, что столкновения ионов друг с другом, по крайней мере частично, будут заканчиваться реакциями с выделением термоядерной энергии. Ясно, что число таких столкновений в единице объема пропорционально n^2 , а коэффициент пропорциональности зависит от T . Поэтому мощность ядерной энергии, выделяющейся в единице объема активной зоны реактора, можно представить в виде $P_{\text{яд}} = f_{\text{яд}}(T)n^2$, причем функция $f_{\text{яд}}(T)$ зависит от того, используется ли в качестве топлива чистый дейтерий или равнокомпонентная смесь дейтерия и трития.

Продуктами ядерных реакций (98.1) и (98.2) будут заряженные частицы ^3He , t , p , ^4He и нейтроны, не имеющие электрического заряда. Кинетическая энергия теплового движения заряженных частиц может быть превращена в электрическую с КПД, близким к 1. Для этого можно использовать *магнитогидродинамический генератор*, в котором происходит прямое преобразование тепловой энергии в электрическую, минуя тепловой цикл. Принцип его работы основан на электромагнитной индукции: если поперек магнитного поля движется проводящая среда, то в ней возбуждается электрический ток. В качестве такой проводящей среды может быть использована высокотемпературная

плазма. Ее электрическая проводимость, как показывает теория, пропорциональна $T^{3/2}$ и не зависит от концентрации частиц. При $T \approx 1,6 \cdot 10^7$ К ($1,4 \cdot 10^3$ эВ) проводимость водородной плазмы примерно равна проводимости меди при нормальной температуре, а при $T \approx 1,6 \cdot 10^8$ К она будет примерно в 30 раз больше. Если поток горячей плазмы поперек магнитного поля направить между пластинами конденсатора, то возникающий индукционный ток зарядит конденсатор, т. е. тепловая энергия плазмы перейдет в электрическую.

Нейтроны, поскольку они лишены электрического заряда, таким путем не могут быть использованы. Их кинетическая энергия теплового движения может быть превращена в электрическую с использованием *теплового цикла*. КПД последнего ограничен сверху теоремой Карно. С некоторой долей оптимизма примем, что этот КПД равен $1/3$.

Однако надо учесть не только тепловую энергию, освобождающуюся в ядерных реакциях. Нейтроны уходят из активной зоны реактора и поглощаются защитой. При этом выделяется энергия *нейтронного сродства* в виде тепла. При каждом акте поглощения его выделяется примерно 8 МэВ. Это тепло может быть также использовано в тепловом цикле. Его надо прибавить к энергии нейтронов в ядерных реакциях. Таким образом, можно принять, что тепловая энергия заряженных частиц может быть преобразована в электрическую практически полностью, а тепловая энергия нейтронов (с учетом энергии нейтронного сродства) — примерно на одну треть. Формально при энергетических расчетах нейтроны можно считать *как бы* заряженными частицами, если число их уменьшить приблизительно в три раза. Предполагается, что это и делается при оценке мощности $P_{\text{нд}}$ и коэффициента $f_{\text{нд}}(T)$.

Рассмотрим сначала реакцию dt (98.2). На долю заряженной частицы ${}^3\text{He}$ приходится энергия 3,5 МэВ, на долю нейтрона — 14 МэВ. С учетом нейтронного сродства ее следует увеличить примерно до $14 + 8 = 22$ МэВ. Таким образом, тепловой эффект реакции dt равен $3,5 + 22/3 \approx 10,8$ МэВ, или, круглым счетом, 10 МэВ, если все продукты реакции считать *как бы* заряженными частицами.

Несколько сложнее обстоит дело с реакцией dd (93.1). Как уже указывалось выше, обе ветви этой реакции идут примерно с одинаковой вероятностью. Поэтому все числа, относящиеся к этим реакциям, следует уменьшить вдвое, например 3,27 МэВ заменить на 1,65 МэВ, а 4,03 МэВ — на 2 МэВ. Но главная особенность реакции dd состоит в том, что в одной из ее ветвей выделяется тритий, а он может быть использован в качестве горючего в реакторе, основанном на реакции dt . В первой ветви на долю ${}^3\text{He}$ приходится 0,41 МэВ, на долю нейтрона — 1,24 МэВ или, с учетом нейтронного сродства, 5,24 МэВ, что эквивалентно

$5,24 : 3 = 1,7$ МэВ тепловой энергии заряженных частиц. Во второй ветви вся энергия 2 МэВ локализована в заряженных частицах t и r . К ней надо прибавить $10 : 2 = 5$ МэВ, которые выделяются в генераторе с реакцией dt . Таким образом, в пересчете на заряженные частицы тепловой эффект реакции составляет $0,41 + 1,7 + 2 + 5 = 9,1$ МэВ или, круглым счетом, 10 МэВ, как и в реакции dt .

Помимо выделения энергии будут происходить также ее потери: энергия будет уноситься из активной зоны реактора электромагнитным излучением плазмы и потоком уходящих частиц. Излучение в основном возникает при торможении электронов при их столкновениях с ядрами. Поэтому его мощность из единицы объема также пропорциональна n^2 и может быть представлена в виде $P_{изл} = f_{изл}(T)n^2$. Вид функций $f_{ad}(T)$ и $f_{изл}(T)$ может быть найден теоретически, но на этом вопросе мы останавливаться не можем.

Для нахождения энергетической мощности уходящего из единицы объема потока частиц введем попытку *среднего времени удержания* τ плазмы в активной зоне реактора. Так называется промежуток времени, в течение которого за единицу времени из единицы объема плазмы уходит n/τ частиц каждого знака. Это единственный феноменологический параметр, характеризующий термоядерный реактор. Поэтому условие, которое мы получим ниже из закона сохранения энергии, совершенно не зависит от индивидуальных особенностей термоядерного реактора, а должно выполняться для реактора любого типа. Через промежуток времени τ можно выразить энергетическую мощность P_q потока частиц, уходящих из единицы объема плазмы. Кинетическая энергия частиц в единице объема плазмы равна $2 \cdot (3/2)nkT = 3nkT$ (половина энергии приходится на ядра, а другая половина — на электроны). Поэтому $P_q = 3nkT/\tau$.

Таким образом, энергетическая мощность частиц и излучения, уходящих из единицы объема плазмы, будет $3nkT/\tau + f_{изл}(T)n^2$. Эта энергия поглощается защитой и выделяется в виде тепла. Часть такого тепла может быть использована путем превращения в работу с некоторым КПД η , значение которого зависит от уровня развития теплотехники. Мощность бесполезно потерявшей энергии в единице объема плазмы будет

$$(1 - \eta)[3nkT/\tau + f_{изл}(T)n^2],$$

или

$$2nkT/\tau + (2/3)f_{изл}(T)n^2,$$

если принять $\eta = 1/3$, как это уже делалось выше.

Условие протекания самоподдерживающейся ядерной реакции синтеза состоит в том, чтобы выделяющаяся термоядерная энергия была не меньше энергии, уносимой из плазмы электромагнитным излучением и потоком уходящих частиц. Математи-

чески это условие выражается формулой

$$f_{\text{яд}}(T)n^2 \geq 2nkT/\tau + (2/3)f_{\text{изл}}(T)n^2. \quad (98.6)$$

В случае равенства в плазме будет протекать только самоподдерживая термоядерная реакция синтеза, но не будет генерироваться энергия, которую можно было бы использовать. Для превращения установки в генератор энергии необходимо, чтобы в формуле (98.6) соблюдалось неравенство.

Условие (98.6) может быть записано в виде

$$n\tau \geq L(T), \quad (98.7)$$

если ввести обозначение

$$L(T) = \frac{2kT}{f_{\text{яд}}(T) - (2/3)f_{\text{изл}}(T)}. \quad (98.8)$$

Конечно, знаменатель в последней формуле должен быть положителен, так как освобождающаяся ядерная энергия во всяком случае должна превышать энергию, уносимую излучением.

Формула (98.7) выражает *условие возникновения самоподдерживающейся термоядерной реакции*, или *условие зажигания термоядерной реакции*. Она была получена в 1957 г. английским физиком Лоусоном (р. 1923) и называется *критерием Лоусона*. Функция температуры $L(T)$ зависит от вида применяемого термоядерного топлива: чистогодейтерия или равнокомпонентной смеси дейтерия и трития. Ее нахождение сводится к определению функций $f_{\text{яд}}(T)$ и $f_{\text{изл}}(T)$, что может быть сделано теоретически (об этом уже было сказано выше). Выражение (98.8) получено в предположении, что КПД $\eta = 1/3$. Нетрудно обобщить это выражение и для других значений η ; формула (98.7) при этом не меняет своего вида, изменяется только функция $L(T)$.

6. Минимальная температура, при которой начинает выполняться критерий (98.7), может рассматриваться как *оптимальная температура* для осуществления самоподдерживающейся термоядерной реакции. Она может быть найдена из условия $dL/dT = 0$. На рис. 1.68 приведены графики функций $L(T)$ для реакций dt и dd при $\eta = 1/3$. Из них видно, что для реакции dt оптимальная температура порядка $2 \cdot 10^8$ К, а для реакции dd — порядка 10^9 К. Если значение $n\tau$ таково, что точка $(T, n\tau)$ лежит на кривой $L = L(T)$, то в системе может про-

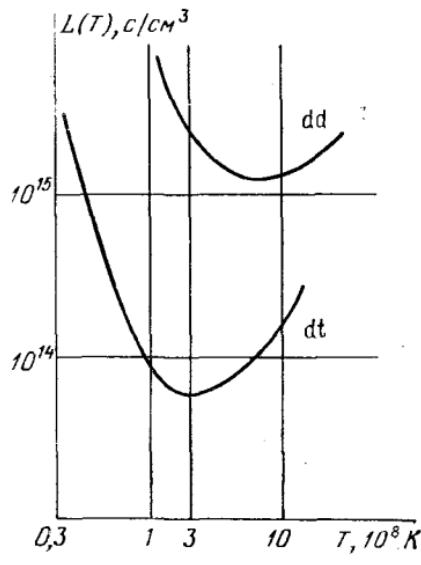


Рис. 168

исходить стационарная термоядерная реакция, но без генерации полезной энергии. Если же такая точка лежит выше указанной кривой, то система начинает работать как генератор энергии.

Далее, из графиков видно, что при $\eta = 1/3$ критерий Лоусона сводится к выполнению условий:

для реакции dt: $nt \geq 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}, T \approx 2 \cdot 10^8 \text{ К};$

для реакции dd: $nt \geq 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}, T \approx 10^9 \text{ К}.$

Отсюда видно, что осуществление термоядерной реакции dt легче, чем реакции dd. Это связано с тем, что сечение реакции dt в области температур 10^8 — 10^9 К примерно на два порядка превышает сечение реакции dd. Это в свою очередь объясняется тем, что в указанном интервале температур реакция dt носит *резонансный* характер. Вот почему в настоящее время усилия физиков и инженеров направлены на осуществление термоядерной реакции dt. Но в перспективе с развитием термоядерной энергетики должен произойти переход к реакции dd, так как запасы ${}^6\text{Li}$ в природе все же ограничены.

Таким образом, чтобы начались термоядерные реакции, необходимо нагреть дейтерий-тритиевую плазму до температуры порядка $2 \cdot 10^8$ К, т. е. порядка 10 кэВ. При термоядерных же реакциях освобождается энергия в несколько мегаэлектронвольт на каждый акт реакции. Эта энергия в сотни раз превосходит энергию, которую надо затратить на нагревание самой плазмы. Это обстоятельство и открывает принципиальную возможность получения полезной энергии при термоядерных реакциях.

7. Для нагревания дейтерий-тритиевой плазмы до температур порядка 10^8 К могут быть использованы следующие способы.

1) *Выделение джоулема тепла* при пропускании электрического тока через плазму. Этот способ применим на начальной стадии нагревания и становится неэффективным при $T \geq 10^7$ К, так как проводимость плазмы быстро возрастает с температурой (приблизительно пропорционально $T^{3/2}$). Для дальнейшего нагревания плазмы требуются дополнительные способы, из которых наиболее перспективными являются способы 2) и 3), приводимые ниже.

2) *Инжекция в плазму пучков нейтральных частиц* достаточно высокой энергии. Пучки быстрых атомов формируются с помощью инжекторов — ускорителей заряженных частиц, например ядер дейтерия — дейтронов. Ускоренные дейтроны проходят через специальный слой нейтрального газа и превращаются в быстрые нейтральные атомы дейтерия, которые беспрепятственно проникают в плазму под любым углом к магнитному полю, если последнее применяется для удержания плазмы. Уже существуют инжекторы с мощностью пучка 2 МВт при энергии атомов 20—40 кэВ. Использование инжекторов привело к значительному повышению температуры плазмы. Так, на токамаке PLT (США) этим способом удалось достигнуть температуры $7 \cdot 10^7$ К.

3) Нагревание высокочастотным электромагнитным полем.

Высокочастотное электромагнитное поле в плазме возбуждается петлей с током высокой частоты, помещаемой вблизи рабочей камеры, в которой находится плазма. Если частота поля совпадает с ионной или электронной циклотронными частотами, то происходит резонансное поглощение электромагнитных волн и соответствующее нагревание ионов или электронов плазмы. Высокая эффективность такого метода была впервые продемонстрирована в Институте атомной энергии имени И. В. Курчатова и впоследствии подтверждена на других установках. На установке PLT (США) таким методом была достигнута температура ионов до $4 \cdot 10^7$ К.

4) Сжатие плазмы при прохождении через нее электрического тока из-за притяжения параллельно идущих нитей тока (*пинч-эффект*). Нагревание происходит вследствие адиабатического сжатия плазмы, а также выделения тепла за счет ударных волн и турбулентных процессов.

5) Нагревание лазерным излучением большой мощности.

6) Нагревание интенсивными электронными пучками.

7) Нагревание пучками ускоренных тяжелых ионов.

Последние три метода относятся к установкам с плотной плазмой ($n \sim 10^{23}$ см⁻³).

Указанные методы нагрева плазмы до термоядерных температур и выше являются не только принципиальными, но и технически осуществимыми. Основная трудность УТС — проблема *удержания высокотемпературной и достаточно плотной плазмы в рабочем объеме реактора*.

8. Отвлекаясь на время от способов удержания плазмы, посмотрим, какие ограничения накладываются на ее концентрацию n . Обозначим через \mathcal{P}_0 давление плазмы до реакции. Во избежание разрушения стенок реактора \mathcal{P}_0 не может быть слишком большим, скажем, не должно превышать одной атмосферы (порядка 10^6 дин/см²). Но $\mathcal{P}_0 \sim nkT$. При $T \approx 10^8$ К находим отсюда $n \sim \mathcal{P}_0/kT \approx 10^{14}$ см⁻³. В результате выделения термоядерной энергии температура плазмы, а с ней и давление повышаются в несколько сот раз. Такое повышение давления технически допустимо; оно должно восприниматься удерживающими устройствами. При повышении температуры в сто раз выделяющаяся термоядерная энергия составляла бы $100 nkT \approx 10$ Дж/см³. В действительности энерговыделение будет больше, так как температура плазмы повышается в несколько сот раз. Это выделение энергии происходит за время удержания τ . Из критерия Лоусона (98.9) находим, что должно быть $\tau \geq 1$ с. Полагая $\tau = 1$ с, видим, что мощность выделения энергии будет порядка нескольких десятков Вт/(см³ · с). Для получения мощности порядка 1000 МВт необходимо, чтобы рабочий объем реактора был во много раз больше, т. е. порядка $1000 \cdot 10^6: 10 \approx 10^8$ см³ = 100 м³. При таких

объемах термоядерный реактор достигнет мощности современных крупных электростанций.

9. Следует различать два направления, по которым в настоящее время проводятся исследования по управляемому термоядерному синтезу: в одном направлении исследования ведутся с плазмой малой концентрации ($n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$), в другом — с плазмой большой концентрации ($n \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$).

При малых концентрациях плазмы основной трудностью является достижение необходимого времени удержания (порядка секунды). Не годятся никакие вещества, из которых можно было бы сделать сосуд для удержания плазмы в течение такого времени: при соприкосновении со стенкой сосуда горячая плазма еще раньше охладилась бы и притом испарила бы стенку. Для удержания плазмы и предотвращения ее от соприкосновения со стенками сосуда используются магнитные поля различной напряженности и конфигурации. Такие поля принято называть *магнитными ловушками*. В т. III (гл. V) уже рассматривалось поведение отдельной заряженной частицы в магнитных ловушках.

В постоянном однородном магнитном поле частица движется по спирали, навивающейся на магнитную силовую линию. Ее движение ограничено только поперек магнитного поля, а параллельно полю может происходить беспрепятственно. Создадим однородное поле внутри ограниченного цилиндра и усилим его на концах («магнитными пробками»). Тогда получится магнитная ловушка и частица будет удерживаться в ограниченной области пространства, если только направление ее скорости не лежит внутри «конуса потерь» (см. т. III, § 88).

Ограничения области движения частицы можно также достигнуть, свернув цилиндр в тор. Однако в этом случае возникнет дрейф, приводящий к столкновению частицы со стенками торoidalной камеры (см. там же).

10. Переход от исследования движения отдельных заряженных частиц к изучению движения всей плазмы осложняется взаимодействием между частицами. Приближенно это взаимодействие учитывается в гидродинамической модели плазмы. В простейшей из этих моделей считается, что плазма ведет себя подобно квазинейтральной сплошной среде — жидкости, движущейся в магнитном поле. Это — *одножидкостная магнитогидродинамическая модель*. В более сложной *двухжидкостной магнитогидродинамической модели* считается, что плазма состоит как бы из двух жидкостей: одна описывает движение электронов, другая — ионов.

Можно показать, что обмен энергиями между одноименными частицами плазмы, т. е. между электронами или между ионами, происходит много быстрее, чем между разноименными, т. е. между легкими электронами и тяжелыми ионами. Иными словами,

обмен теплом между различными жидкостями плазмы есть процесс более медленный, чем установление равновесного состояния каждой из этих жидкостей в отдельности. Поэтому, пока не наступило полное термодинамическое равновесие плазмы, электронной и ионной компонентам можно приблизенно приписать определенные температуры, вообще говоря, не совпадающие между собой.

Не входя ни в какие подробности, ограничимся простейшим примером. Пусть плазма заполняет бесконечно длинный цилиндр, параллельно оси которого в ней течет электрический ток J (такая конфигурация называется *плазменным шнуром*). Последний возбуждает магнитное поле H , которому соответствует магнитное давление $H^2/8\pi$ (см. т. III, § 72). Если на поверхности цилиндра оно превосходит газокинетическое давление $2nkT$ (мы применим одножидкостную модель), то плазменный шнур будет сжат — это явление называется *пинч-эффектом*.

Для равновесия плазменного шнура необходимо, чтобы на его поверхности магнитное давление $H^2/8\pi$ уравновешивалось газокинетическим давлением $2nkT$. Однако такое равновесие будет крайне неустойчиво. Действительно, допустим, что по случайным причинам на шнуре возникло небольшое сужение (перетяжка).

В силу большой проводимости высокотемпературной плазмы магнитный поток через поперечное сечение шнура сохранится (см. т. III, § 71), так что магнитное давление на суженную часть шнура увеличится. Правда, в суженной части возрастет и газокинетическое давление. Но это вызовет только перетекание части плазмы в более широкие участки плазменного шнура. Поэтому под действием возросшего магнитного давления перетяжка на шнуре усиливается, т. е. равновесие будет неус-

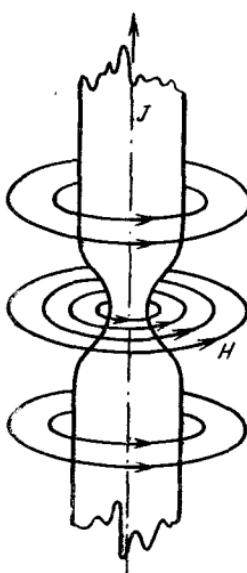


Рис. 169

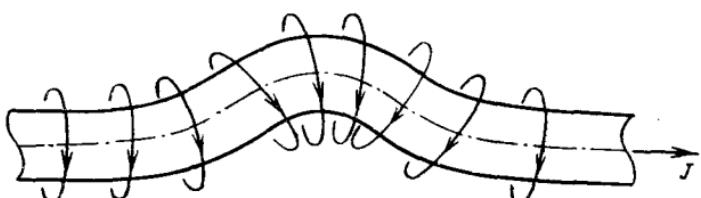


Рис. 170

стойчиво по отношению к такого рода возмущениям (рис. 169). Но равновесие плазменного шнура неустойчиво и по отношению к его малым изгибаниям. Это видно из рис. 170 — на вогнутой стороне шнура магнитное поле, а с ним и магнитное давление больше, чем на выпуклой.

В плазме существует и много других типов неустойчивостей. Природа многих из них может быть понята на основе гидродинамических моделей, но есть и такие неустойчивости, для понимания которых требуется кинетическое рассмотрение. На всех этих специальных вопросах, далеко выходящих за пределы настоящего курса, мы останавливаться не можем. Заметим лишь, что крайняя неустойчивость плазмы во всех магнитных полях простой геометрической конфигурации создает *главную трудность*, которую надо преодолеть на пути осуществления управляемого термоядерного синтеза.

Для преодоления указанной трудности идут по пути усложнения конфигурации и напряженности магнитных полей. Магнитные поля создаются не только токами, текущими в плазме, а главным образом *внешними источниками*. Не входя в детали, заметим, что удерживающее и стабилизирующее действие магнитных полей основано, в частности, на высокой электрической проводимости плазмы.

Из-за высокой проводимости магнитный поток через любой замкнутый контур, состоящий из одних и тех же частиц, остается практически постоянным при любом движении плазмы (см. т. III, § 79). Это утверждение называется *вмороженностью магнитных силовых линий в плазму*. Кроме того, вдоль магнитных силовых линий существует *натяжение* (см. там же § 72); силовые линии ведут себя подобно натянутым струпам. Оба эти фактора способствуют удержанию и стабилизации плазмы. Особенно наглядно это проявляется при устраниении случайно возникших изгибов плазменного шнура.

11. Из различных магнитных ловушек в настоящее время специалисты считают наиболее перспективной ловушку, называемую *токамаком* (сокращение от «тороидальная камера с магнитными катушками»). Она была предложена и наиболее полно изучена экспериментально и теоретически в Институте атомной энергии в Москве группой физиков, возглавлявшейся Л. А. Арцимовичем и М. А. Леоновичем, а позднее Б. Б. Кадомцевым (р. 1928). И в других странах, ведущих исследования по управляемому термоядерному синтезу (США, Япония, страны Евратора), в настоящее время отдается предпочтение токамакам.

Естественно, что в курсе общей физики можно коснуться, и притом в общих чертах, только принципа действия токамака, опуская все конструктивные детали и инженерные вопросы. Основной частью токамака является *тороидальная вакуумная камера*, в которую вводится дейтерий (а в дальнейшем, когда от экспериментальных токамаков перейдут к сооружению энергетических реакторов, будет вводиться смесь дейтерия с тритием). Иными словами, камера представляет собой трубу, свернутую в кольцо. Радиус окружности вдоль оси этого кольца R называется *большим радиусом* тороидальной камеры. Через отверстие кольца

создается магнитный поток. При его изменении во времени возбуждается параллельное оси трубы вихревое электрическое поле. Происходит электрический пробой, образуется плазма, и в кольцевой камере начинает циркулировать электрический ток. Такой ток нагревает плазму и возбуждает магнитное поле H_ϕ , силовые линии которого отжимают плазму от внешних стенок тороидальной камеры, формируя кольцевой плазменный шнур. Радиус поперечного сечения этого шнура a называется *малым радиусом тороидальной камеры*.

Несущественно, будет ли ток в плазменном шнуре постоянным (одного направления) или переменным, направление которого периодически меняется. Поэтому описанный индукционный способ возбуждения электрического тока в токамаке не является единственным возможным. Возможен и безиндукционный способ. Можно, например, ввести в плазму электромагнитные волны определенной частоты — такие, что они вызовут движение электронов вдоль тороидального магнитного поля (см. следующий абзац), создаваемого внешними источниками. Опыты, поставленные в Японии, свидетельствуют о перспективности такого способа возбуждения тока. Его преимущество, вероятно, состоит в том, что он позволит поддерживать ток в торе токамака более длительное время, чем индукционный способ.

Для удержания и стабилизации плазменного шнура используются *тороидальное* и *полоидальное* магнитные поля, создаваемые внешними источниками. Сильное тороидальное магнитное поле H_θ направлено параллельно току в тороидальной камере и создается катушками, намотанными на тор. Как показывает теория, для магнитогидродинамической устойчивости плазмы должен выполняться так называемый *критерий Шафранова* (р. 1929) — *Крускала* (р. 1925):

$$H_\theta a > H_\phi R. \quad (98.9)$$

Относительно слабое полоидальное поле $H_\perp \approx H_\phi a/R$ перпендикулярно к центральной плоскости симметрии тороидальной камеры. Оно создается проводами, расположеными вдоль тора. Такое поле необходимо для удержания плазменного шнура в равновесии и удаления продуктов реакции из плазмы.

Плазма в токамаке, как уже было сказано, нагревается протекающим по ней током. Для дополнительного нагревания используются переменные электромагнитные поля, а также инъекция быстрых нейтральных атомов.

Важным параметром токамака является отношение газокинетического давления плазмы \mathcal{P} к магнитному давлению $H^2/8\pi$. Его принято обозначать через β : $\beta = 8\pi\mathcal{P}/H^2$. Теория показывает, что β не должно быть слишком большим, так как в противном случае плазма становится неустойчивой. С другой стороны, для экономически оправданного энергетического реактора значение β должно

составлять не менее 5 %. К настоящему времени в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова на токамаке Т-11 достигнуто значение $\beta = 3 \%$, а в США на токамаке «Дублет-III» с эллиптическим сечением плазменного шнуря — значение $\beta = 4,5 \%$.

12. Для уменьшения энергетических потерь на создание сильного магнитного поля H (50—60 кГс и выше) предполагается использовать обмотки из сверхпроводящих сплавов с высокими значениями критического поля H_c , при котором начинается разрушение сверхпроводимости (см. т. III, § 80). Этот метод был впервые испытан в СССР на установке Т-7, в которой применялся сплав из ниобия с tantalом при гелиевых температурах. В установке Т-15, сооружаемой в нашей стране, предполагается использовать сплав ниобия с оловом.

Решение проблемы высокотемпературной сверхпроводимости произвело бы революцию в криогенной технике, в частности при создании сверхсильных магнитных полей. В этом направлении ведутся интенсивные исследования в СССР, США, Японии и других странах. К концу 1986 г. появились сообщения, что получены материалы, становящиеся сверхпроводящими при температуре не только жидкого азота, но и при температурах, близких к комнатной. Сейчас же заметим, что получение сверхсильных магнитных полей предъявляет очень высокие требования к механической прочности сверхпроводящих катушек (уже при $H = 50$ кГс магнитное давление $H^2/8\pi$ будет порядка 10^2 атм, а при $H = 150$ кГс — порядка 10^3 атм).

13. В общем курсе физики нет смысла приводить подробные научно-технические сведения о состоянии проблемы УТС. Всякие сведения такого рода могут устареть уже к моменту выхода настоящей книги. Ограничимся поэтому только некоторыми произвольно выбранными данными о токамаках и результатах, полученных на них.

Самым крупным из действующих отечественных токамаков является токамак Т-10, запущенный в 1975 г. в Институте атомной энергии (Москва). Тороидальное магнитное поле в нем $H_0 \approx 50$ кГс, объем плазмы — 5 м^3 ($R = 150$ см, $a = 39$ см), ток в плазме около 800 кА, $T \approx 1,2 \cdot 10^7 \text{ K}$, $\tau \approx 0,07$ с, $n \approx 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $n\tau \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$). В 1979 г. там же был запущен токамак Т-7 с параметрами, близкими к параметрам токамака Т-10, но со сверхпроводящими обмотками. Там же при экспериментальных исследованиях на токамаках было выяснено, что время удержания τ быстро возрастает с увеличением объема плазмы — приблизительно пропорционально aR^2 .

На токамаке TFTR (США), запущенном в 1983 г., достигнуто рекордное значение $\tau = 0,19$ с ($R = 248$ см, $a = 85$ см, $H_0 = 52$ кГс, ток в плазме — 2,5 МА, мощность дополнительного нагрева инжекцией быстрых атомов — 33 МВт, стоимость уста-

новки — 314 млн долларов). В конце 1986 г. на этой установке была получена рекордная температура $2,2 \cdot 10^8$ К. При увеличении nT в 5—10 раз при такой температуре токамак на смесидейтерия с тритием стал бы работать уже в критическом режиме, когда выделяющаяся термоядерная энергия равна энергии, затрачиваемой на нагрев и удержание плазмы. На оси плазменного шнура на той же установке достигнута ионная температура $3,3 \cdot 10^8$ К (29 кэВ).

Токамаки — весьма сложные и дорогостоящие установки. Поэтому Советский Союз внес предложение в Международное агентство по атомной энергии (МАГАТЭ) объединить усилия стран, в которых ведутся работы по УТС, для создания опытного термоядерного реактора. Это предложение было принято. Установка получила название ИТЭР (Интернациональный термоядерный экспериментальный реактор). Определились участники проекта ИТЭР: СССР, США, Япония и европейские страны — члены Евратора, включая Швецию и Швейцарию, имеющие соглашения с Евратором в области термоядерного синтеза. Проект должен быть разработан к концу 1990 г. Проектная группа будет постоянно работать в Институте физики плазмы имени Макса Планка в Гархинге вблизи Мюнхена. Основная задача ИТЭР — техническая демонстрация управляемого термоядерного синтеза. Эта установка еще не будет экономически выгодной, но она должна доказать возможность получения и использования в промышленных целях термоядерной энергии синтеза легких элементов. Ее назначение — стать прообразом будущего реактора термоядерной электростанции.

14. В заключение рассмотрим вопрос о принципиальной возможности термоядерного реактора, в котором не применяются никакие приспособления для удержания плазмы. Первоначально в вакуумную камеру реактора вводится смесь дейтерия и трития в твердом (замороженном) состоянии, которая практически мгновенно нагревается до температуры порядка 10^8 К. Ее пребывание в первоначальном ограниченном объеме определяется временем разлета плазмы порядка l/v , где l — линейный размер рассматриваемого объема, а v — средняя скорость частиц плазмы после ее нагревания. Это время и может быть принято за время удержания плазмы в рассматриваемом объеме, которое входит в критерий Лоусона (98.7). Таким образом, для зажигания плазмы должно быть $nl/v > L$, откуда

$$l > Lv/n. \quad (98.10)$$

Приняв для дейтериево-тритиевой плазмы $L = 10^{14}$ см⁻³ · с и полагая для такой плазмы в твердом состоянии $n = 4,5 \cdot 10^{22}$ см⁻³, $v \approx 10^8$ см/с, получим

$$l_{\min} \approx 10^{14} \cdot 10^8 / (4,5 \cdot 10^{22}) \approx 0,2 \text{ см} = 2 \text{ мм.}$$

Давление плазмы непосредственно после ее нагревания будет $\mathcal{P} = 2nkT \approx 2 \cdot 4,45 \cdot 10^{22} \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \approx 10^{15}$ дин/см² $\approx 10^6$ атм, если не учитывать сжатия плазмы в процессе нагревания. После того как совершился термоядерная реакция, оно увеличится примерно еще в 1000 раз, т. е. достигнет приблизительно 10^9 атм. Такое повышение давления может быть названо микровзрывом, так как оно происходит в объеме $\omega \approx l^3 \approx 0,01$ см³. Если объем камеры $V = 1$ м³ = 10^6 см³, а микровзрыв происходит в ее центре, то максимальное давление на стенки камеры будет порядка $10^9 V / \omega \approx 10$ атм, что при достаточной толщине стенок камеры не представляет опасности. В действительности при быстром введении энергии в плазму последняя сильно сжимается. Но это сжатие повышает давление плазмы только в месте ее образования, а повышения давления на стенки камеры не произойдет, так как на них действует уже расширяющаяся плазма.

Очевидно, что такой термоядерный реактор будет импульсным: в рабочую камеру реактора должно периодически вводиться и взрываться в ней термоядерное топливо в виде небольших куприлок.

Трудности создания термоядерного реактора рассмотренного вида не исчезают. Они только переносятся с проблемы удержания плазмы на проблему ее нагрева. Ведь этот нагрев должен быть осуществлен за время, не превосходящее времени разлета плазмы, т. е. быстрее чем за $l_{\min} / v \approx 2 \cdot 10^{-9}$ с.

Преодоление указанной трудности идет по двум направлениям. Во-первых, нагревание плазмы до температуры порядка 10^8 К производится концентрацией лазерного излучения на куприлоках термоядерного топлива [Н. Г. Басов (р. 1922) с сотрудниками]. Во-вторых, такая же концентрация производится пучками ускоренных релятивистских электронов [Е. К. Звойский (1907—1976) с сотрудниками], а также ускоренных тяжелых ионов. В обоих направлениях достигнуты заметные успехи, но мы не будем на них останавливаться.

§ 99. Нейтронная оптика

1. Волновые свойства нейтронов проявляются тем отчетливее, чем больше длина волны соответствующих им волн де Бройля, т. е. чем меньше их кинетическая энергия. Напротив, для нейтронов очень высоких энергий на первый план выступают корпускулярные свойства. В целях краткости волны де Бройля для нейтронов будем называть в дальнейшем просто *нейтронными волнами*. Некоторые характеристики нейтронов приведены в табл. 17. Самыми длинноволновыми являются *ультрахолодные нейтроны*, у которых длина волны лежит в пределах оптической области электромагнитного спектра (длинный ультрафиолет, видимый свет, инфракрасное излучение). Их скорости не превы-