

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ПО ВЫСШЕМУ ОБРАЗОВАНИЮ

29908

МОСКОВСКИЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
технический университет

В.М.БЕЛОКОПЫТОВ, Н.Н.СЕМАШКО, П.Д.ХРОМОВ

Утверждено
учебным управлением МЭИ
в качестве учебного пособия
для студентов

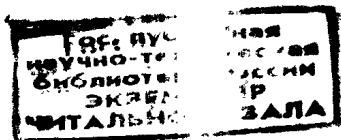
ТЕРМОЯДЕРНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РЕАКТОРЫ И СТАНЦИИ.
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ УСТАНОВОК С
МАГНИТНЫМ УДЕРЖАНИЕМ ПЛАЗМЫ

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ
по курсу

ТЕРМОЯДЕРНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РЕАКТОРЫ
И СТАНЦИИ

Редактор В.М.Белокоптов

005



796-10060

28-96

24683

621.38

Б-435

УДК: 621.039.6 (075.8)

Термоядерные энергетические реакторы и станции. Физико-технические проблемы установок с магнитным удержанием. Учебное пос. Белокопытов В.М., Семашко Н.Н., Хромов П.Д. /Под.ред. В.М.Белокопытова. М.: Изд-во МЭИ, 1996. - 123 с.

В пособии изложены принципы расчета параметров и основные проблемы конструирования термоядерных энергетических реакторов. Главное внимание уделено реакторам на основе систем с магнитным удержанием. Проанализированы концептуальные проработки ряда проектов испытательных реакторов, в том числе реактора-токамака ITER.

Пособие предназначено для студентов старших курсов энергетического факультета, специализирующихся в области инженерных проблем термоядерной энергетики.

Рецензенты

Д-р. физ.-мат. наук профессор В.Р.Халилов

д-р. физ.-мат. наук профессор О.А.Синкевич

С

Московский энергетический институт, 1996 г.

- 3 -

I. РЕАКЦИИ СИНТЕЗА В ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ. ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

I.1. Основные представления

В настоящее время известны две принципиальные возможности высвобождения внутриядерной энергии. Они хорошо иллюстрируются кривой зависимости средней энергии связи ядер от атомного веса элемента (рис. I.1).

Наибольшими энергиями связи обладают элементы, расположенные в середине периодической системы. У легких и тяжелых элементов энергия связи убывает. Следовательно, расщепление тяжелых ядер и слияние легких приводят к образованию более устойчивых структур и высвобождению избытка энергии.

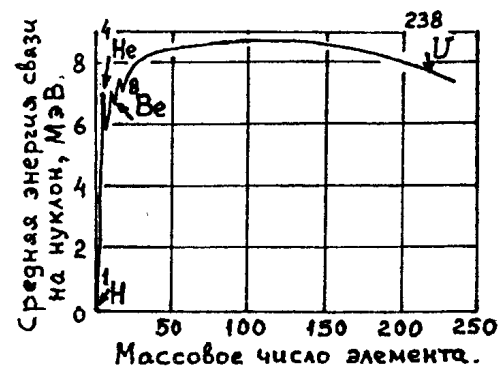


Рис. I.1

Реакции деления тяжелых ядер в настоящее время хорошо изучены и широко используются для производства энергии в промышленных масштабах. Большинство современных ядерных реакторов работают на основе деления медленными нейтронами изотопа ^{235}U , природные запасы которого сравнительно невелики. Однако применение реакторов-размножителей, использующих ^{238}U и ^{232}Th (при захвате нейтрона они превращаются соответственно в ^{233}U и ^{233}Pu), позволит обеспечить мировую энергетику топливом на миллионы лет. Но при этом возникает существенная экологическая проблема захоронения большого количества долгоживущих радиоактивных продуктов реакции, а также не решена проблема полной ядерной безопасности при работе самого реактора.

Реализация второй возможности - извлечения внутриядерной энергии (путем синтеза легких ядер) - обладает рядом существенных преимуществ:

1) удельное энерговыделение на акт слияния ядер существенно превышает то, что дает деление (на единицу выделившейся энергии реакция синтеза гораздо богаче нейтронами);

2) практически отсутствуют долгоживущие радиоактивные изотопы - продукты реакций синтеза;

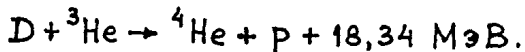
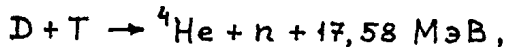
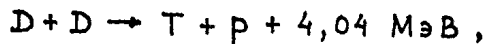
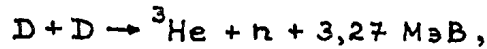
3) существуют огромные природные запасы дейтерия - тяжелого изотопа водорода.

Для осуществления реакции слияния ядер необходимо, чтобы они обладали достаточно большой кинетической энергией относительного движения (для преодоления кулоновского потенциального барьера). Существуют два пути, позволяющие в принципе реализовать это условие:

1. Можно направить реагирующие частицы, полученные в ускорителе, на мишень или навстречу друг другу. Современная ускорительная техника позволяет достичь необходимых значений энергии, однако из-за малой плотности и времени взаимодействия осуществить эффективную и экономически выгодную реакцию слияния практически невозможно.

2. Для целей практического использования высвобождаемой энергии больше подходит второй путь: вкладывать энергию сразу в относительно большие массы вещества, нагревая его до состояния высокотемпературной плазмы. Если температура плазмы, а следовательно, и средняя кинетическая энергия частиц, ее образующих (ядер и электронов), достаточно велика ($T \sim 10-100$ кэВ), то столкновение ядер приводит к протеканию в плазме реакций синтеза.

Для практического использования из всех возможных реакций слияния легких ядер наибольший интерес представляют реакции, идущие в дейтерии и его смеси с тритием:



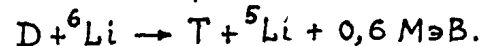
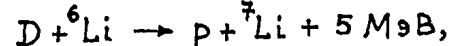
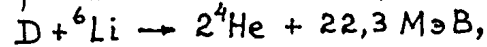
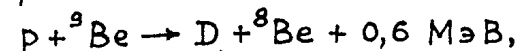
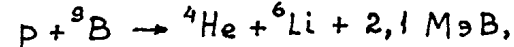
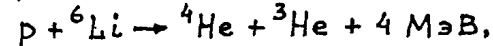
(I.1)

Дейтерий содержится в воде и составляет 0,015 % общего количества обычного водорода. Резервы дейтерия в воде мирового океана составляют примерно $4 \cdot 10^{13}$ т (т.е. практически не ограничены), а технология его извлечения хорошо отработана.

Тритий в природе в заметных количествах не встречается из-за своей радиоактивности (период полураспада равен 12 лет), но может быть получен в результате ядерных реакций при взаимодействии нейтронов с ядрами лития. Литий состоит из 7,5 % ${}^6\text{Li}$ и 92,5 % ${}^7\text{Li}$ и весьма распространен в природе. Количество лития в воде составляет $2 \cdot 10^{11}$ т. Извлекаемые по современной технологии мировые запасы лития оцениваются более чем в 10^7 т, что обеспечивает производство энергии за счет D-T-реакции в течение нескольких столетий. Причем необходимо отметить, что добыча термоядерного топлива практически не оказывает влияния на окружающую среду, в частности, она не связана с образованием большого количества радиоактивной отвалной породы (в отличие от добычи урана).

Ядра D и T для протекания реакции должны иметь энергию на уровне 10 кэВ, скорость протекания реакций D-D при энергиях 1-10 кэВ примерно в 630-50 раз меньше, чем реакции D-T.

Возможны реакции синтеза с выделением энергии не только в случае изотопов водорода, но и для других легких ядер, например:



(I.2)

Эти реакции, в которых участвуют ядра с большим зарядом, протекают лишь при очень больших температурах ($T \sim 100-500$ кэВ). Тем не менее осуществление таких реакций представляется весьма перспективным, так как в результате образуются только заряженные частицы. Перенос выделившейся энергии заряженными частицами упрощает проблемы радиационной защиты (отсутствуют нейтроны и радиоактивный тритий) и повышает эффективность преобразования выделившейся термоядерной энергии.

Эффективные сечения D-D и D-T реакций, характеризующие вероятности процессов, приведены на рис. I.2-I.4. Значения этих сечений резко повышаются при увеличении энергии относительного движения сталкивающихся частиц и достигают максимума при некоторой энергии.

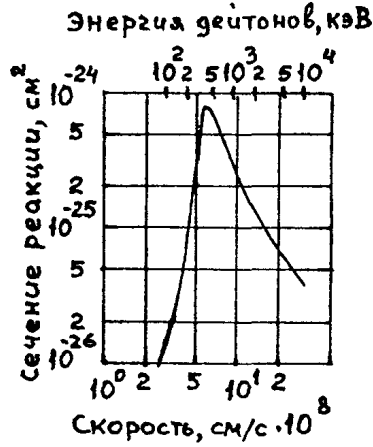
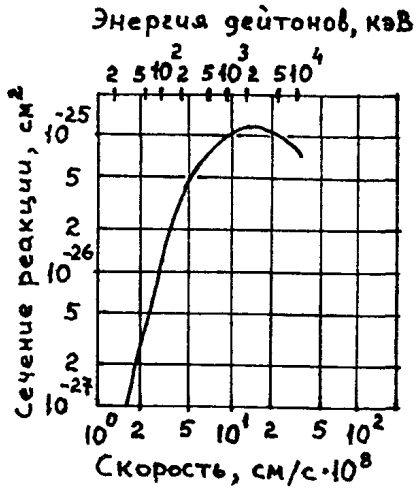


Рис. I.2. Реакция $D(D,n)^3He$.

Рис. I.3. Реакция $^3He(D,p)^4He$.

Зная эффективные сечения реакций, можно вычислить интенсивность (скорость) термоядерных реакций, идущих в плазме при заданных плотности и температуре (число реакций в единице объема, происходящих за единицу времени):

$$q = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle, \quad (I.3)$$

где n_1 и n_2 - концентрация ядер реагирующих компонентов, $\langle \sigma v \rangle$ - усредненное по ансамблю частиц произведение относительной скорости на соответствующее сечение реакции. Распределение реагирующих ядер по скоростям считается максвелловским, что справедливо в реальных процессах, где температура достаточно высока и время рассмотрения много больше характерного времени установления равновесия. Зависимости $\langle \sigma v \rangle$ от температуры, рассчитанные при указанных выше условиях, изображены на рис. I.5.

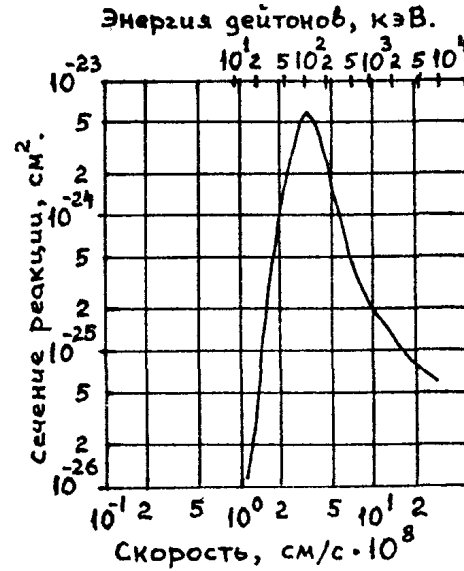


Рис. I.4. Реакция $T(D,n)^4He$.

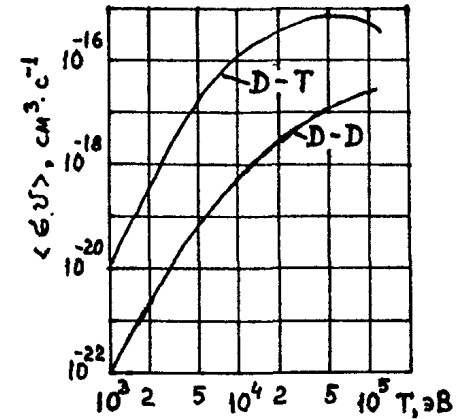


Рис. I.5

Быстрый рост сечения при увеличении скорости частиц приводит к тому, что величина $\langle \sigma v \rangle$ определяется в основном столкновениями наиболее быстрых частиц.

Довольно часто распределения частиц по скоростям, реализуемые в различных экспериментальных установках, отличаются от максвелловского. При этом, если температура (т.е. средняя энергия частиц) достаточно велика, то это отличие не оказывает большого влияния на выход термоядерных реакций. Если же температура относительно мала, то основной выход дает "хвосты" распределения - не слишком большое число высокоэнергетических частиц, т.е. в каждой конкретной ситуации необходимо производить точный расчет с учетом реального распределения частиц по скоростям.

Интенсивности D-D и D-T реакций, соответствующие данным, приведенным на рис. I.5, в диапазоне температур до 10^8 К (примерно до 10 кэВ), достаточно точно аппроксимируются выражениями:

$$q_{DD} = 7,5 \cdot 10^{-10} \frac{n_D^2}{T^{2/3}} \exp\left\{-\frac{4,25 \cdot 10^3}{T^{1/3}}\right\},$$

$$q_{DT} = 1,6 \cdot 10^{-7} \frac{n_D \cdot n_T}{T^{2/3}} \exp\left\{-\frac{4,52 \cdot 10^3}{T^{1/3}}\right\}, \quad (I.4)$$

где T - температура, К.

Зная интенсивности термоядерных реакций, можно рассчитать плотность мощности или удельную мощность термоядерного реактора (полезную мощность, выделяющуюся в единице объема реактора)

$$P_f = \alpha q \epsilon = \alpha n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle \epsilon, \quad (I.5)$$

где ϵ - энергия, выделяемая в одном акте синтеза, α - числовой множитель ($\alpha = 1/2$ для реактора, работающего на чистом дейтерии; $\alpha = 1/4$ для реактора, работающего на равнокомпонентной смеси дейтерия и трития).

Формула (I.5) носит оценочный характер, так как, например, в реакторе, работающем на чистом дейтерии, образуются тритий и ^3He и идут не только $D-D$, но и $D-T$ реакции, что существенно сказывается на энергетическом выходе. Однако идея расчета плотности мощности остается прежней и хорошо иллюстрируется формулой (I.5). Из нее следует, что плотность мощности зависит от преимущественного типа реакции, плотности и температуры плазмы. Примеры таких зависимостей приведены на рис. I.6 (кривая 1 соответствует $D-D$ реакции при температуре 10 кэВ; кривая 2 - $D-D$ реакции при температуре 100 кэВ; кривая 3 - $D-T$ реакции при температуре 10 кэВ; кривая 4 - $D-T$ реакции при температуре 100 кэВ). Из этих данных видно, что представляющее практический интерес энерговыделение начинается при плотностях плазмы $10^{20} - 10^{21} \text{ м}^{-3}$ и температурах 10 кэВ (10^8 К).

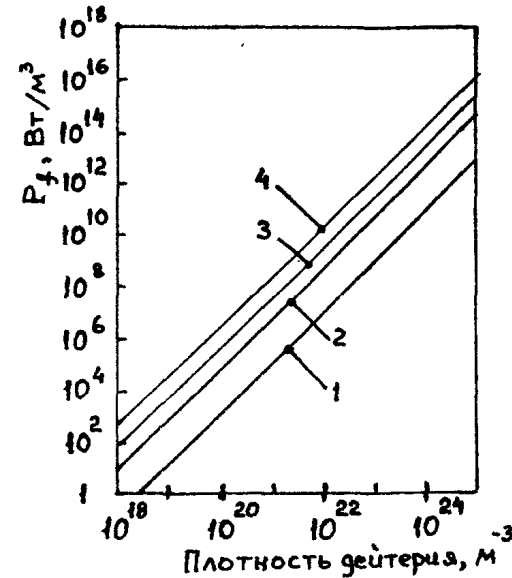


Рис. I.6

I.2. Удержание плазмы. Потери энергии

Таким образом, задача создания термоядерного реактора сводится, по крайней мере в первом приближении, к получению и удержанию в ограниченном объеме достаточно плотной и высокотемпературной плазмы. Причем для нагревания плазмы до высоких температур нужен не очень большой вклад энергии, так как достаточно плотная плазма представляет собой по нашим обычным понятиям разреженный газ (например, в водородной плазме с $n = 10^{21} \text{ м}^{-3}$ при $T = 10^8 \text{ К}$ плотность энергии достигает величины всего $4 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3}$).

Основная трудность состоит в том, что необходимо поддерживать высокую температуру в течение времени, достаточного для "сгорания" заметной доли топлива, т.е. необходимо вложить энергию в плазму раньше, чем она будет вынесена на стенки реактора.

Существуют два различных способа, позволяющих реализовать это условие. Первый способ состоит в кратковременном сжатии дейтериево-тритиевой смеси мощными пучками света, заряженных частиц (инер-

ционное удержание плазмы) или импульсным магнитным полем. При этом происходит нагрев топливной смеси, а энергетическое время жизни определяется временем свободного разлета нагретой плазмы. Второй способ состоит в достаточно длительном поддержании равновесного состояния разреженной высокотемпературной плазмы, изолированной от стенок с помощью магнитного поля (магнитное удержание плазмы).

В рамках как магнитного, так и инерционного удержания плазмы существуют несколько направлений и, следовательно, несколько типов систем, которые могут быть положены в основу концепции термоядерного реактора. Каждая из них имеет свои особенности и различный уровень проработки.

На рис. I.7 представлена сложившаяся к настоящему времени структура направлений научных исследований в области управляемого термоядерного синтеза. Системы с магнитным удержанием плазмы делятся на квазистационарные, допускающие длительное стационарное удержание плазмы, и импульсные, в которых процесс удержания плазмы принципиально не стационарен. В дальнейшем мы будем рассматривать квазистационарные системы с магнитным удержанием.

Сильные магнитные поля позволяют осуществить термоизоляцию плазмы, т.е. изолировать плазму от стенок и ограничить уход из нее части энергии (магнитное поле не снижает потери энергии, обусловленные излучением и нейтронами). Это достигается возможным благодаря тому, что при высоких температурах в плазме существуют лишь заряженные частицы - ионы и электроны, которые движутся в магнитном поле по винтовым траекториям вдоль силовых линий поля. Если силовые линии ориентированы параллельно стенкам реактора, то выход частиц на стенку из зоны реакции поперек магнитного поля будет сильно затруднен и поток энергии, выносимый заряженными частицами, резко уменьшится. Существуют две основные конфигурации магнитного поля для удержания (изоляции) плазмы - открытые и замкнутые магнитные системы. В замкнутой системе силовые линии не выходят из объема, занятого плазмой, образуя замкнутые магнитные поверхности. В открытой магнитной системе силовые линии выходят за пределы системы, но уход заряженных частиц из объема, занятого плазмой, предотвращается нарастанием величины магнитного поля.

Существует множество разнообразных структур магнитного поля замкнутой и открытой конфигураций. Некоторые типы магнитных систем могут служить основой проекта термоядерного реактора.

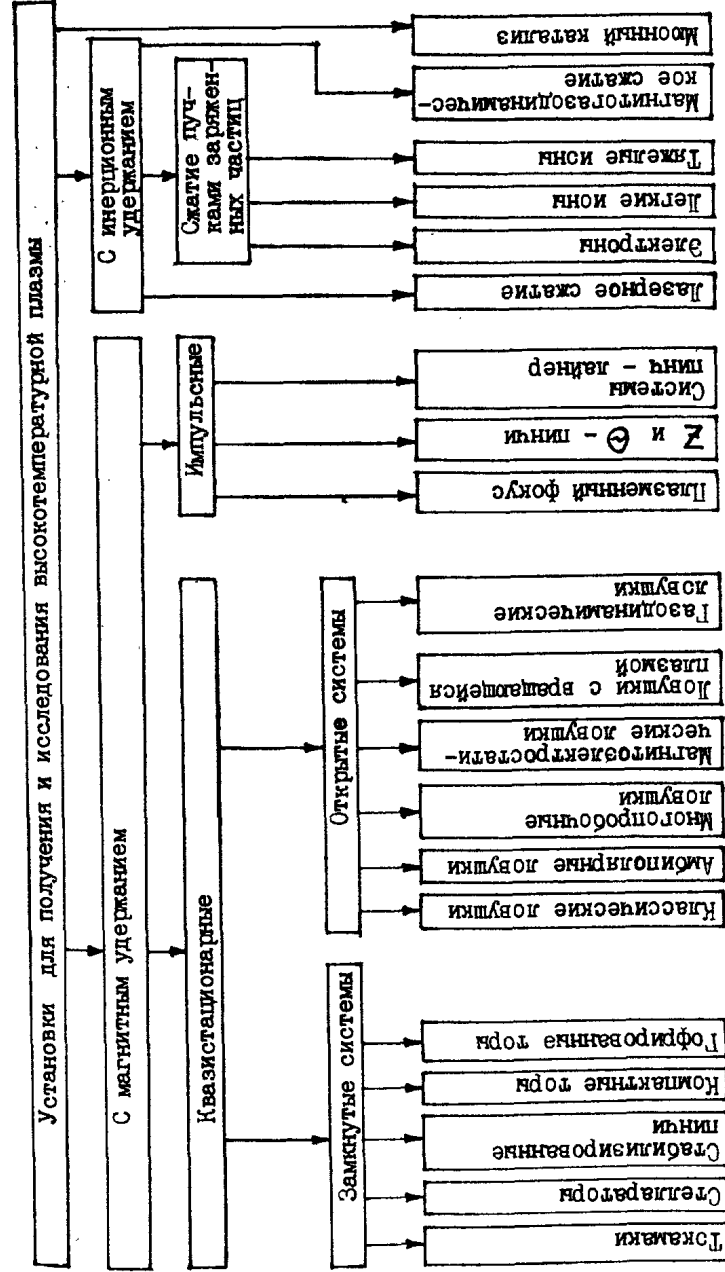


Рис. I.7

В настоящее время в качестве возможной основы термоядерного реактора рассматриваются несколько типов замкнутых систем: токамаки, стеллараторы, стабилизированные пинчи и компактные торы, занимающие промежуточное положение между замкнутыми и открытыми системами. Для таких типов, как гофрированные торы и скрупи пинчи перспективы менее ясны.

Токамак представляет собой квазистационарную замкнутую магнитную систему. Высокотемпературная плазма создается в оильном магнитном поле, вдоль которого возбуждается электрический ток, служащий как для удержания плазмы, так и для ее предварительного нагрева.

Стелларатор имеет много общего с токамаком, однако, в отличие от последнего, полоидальное магнитное поле, необходимое для удержания плазмы, создается в нем не текущим по плазме током, а системой винтовых магнитных обмоток, расположенных снаружи плазмы. Это приводит к определенному усложнению магнитной системы установки, но делает стелларатор полностью стационарным устройством. К классу стеллараторов, кроме "классических" стеллараторов с винтовой обмоткой, создающей вращательное преобразование магнитного поля, относятся также торатроны и тороидальные системы с пространственной осью. К стеллараторам можно отнести и систему с внутренним проводником типа "левитрон", хотя она не является полностью стационарной системой.

Стабилизированный или парамагнитный пинч представляет собой тороидальную систему, в которой так же как и в токамаке, удержание плазмы обеспечивается комбинацией внешнего тороидального магнитного поля и полоидального поля тока, текущего по плазменному шнуру. Отличие от токамаков состоит в том, что для стабилизации плазмы используется слабое продольное магнитное поле, которое сосредоточено внутри плазменного шнура. Вне плазмы тороидальное магнитное поле переходит через нулевое значение и меняет знак, оставаясь по абсолютной величине значительно меньше внутреннего. Баланс давлений в этом случае обеспечивается за счет полоидального магнитного поля, индукция которого должна быть одного порядка с индукцией внутреннего тороидального поля. Необходимая конфигурация поля образуется самопроизвольно при стремлении разряда в слабом поле перейти через неустойчивую фазу в устойчивое состояние с минимальной энергией при заданном внутри проводящего кожуха магнитном потоке. Системы такого типа называют также пинчами с обращенным полем.

Компактные торы - сжатые к главной оси тороидальные плазменные образования, которые могут быть получены либо при увеличении параметра β (см. выражение (I.6)) выше единицы в открытых магнитных ловушках, либо путем искусственного обращения магнитного поля в тета-пинчах конечной длины, либо другими способами. В зависимости от топологии магнитного поля они делятся на две большие группы: без тороидального магнитного поля внутри плазмы ("омаки") и с тороидальным полем, создаваемым протекающими по плазме токами ("сферомаки").

В настоящее время осуществляются экспериментальные и теоретические исследования оледующих открытых магнитных систем: "классические" открытые ловушки, амбиполярные или тандемные ловушки, ловушки с вращающейся плазмой, магнитоэлектростатические ловушки, многopрoбoчные и газoдинамические ловушки.

Классические открытые ловушки представляют собой цилиндрические системы, в которых продольное магнитное поле, нарастающее к торцам, позволяет удерживать плазму. В результате отражения заряженных частиц от областей с сильным магнитным полем (магнитных пробок) плазма принимает равновесное состояние.

Амбиполярные ловушки являются открытыми системами с улучшенным продольным удержанием плазмы. Они состоят из длинной центральной части с продольным магнитным полем и двух, расположенных на концах, небольших по объему ловушек с минимумом B . Последние служат для создания потенциального барьера, позволяющего снизить потери частиц из основной центральной части, т.е. преодолеть главный недостаток классических ловушек.

Ловушки с вращающейся плазмой позволяют снизить потери через пробки за счет действия центробежной силы, возникающей при вращении плазмы вокруг оси.

Многopрoбoчные ловушки - устройства из линейно связанных друг с другом пробкоктронов. Чтобы продольное удержание было эффективным, длина установки L , длина свободного пробега частиц и длина отдельного пробкоктрона l должны удовлетворять условию $l \sim \lambda/k \ll L$, где k - пробочное отношение (см. § 3.1).

Газoдинамическая ловушка представляет собой пробкоктрон, длина которого превышает длину свободного пробега заряженных частиц (при этом продольное течение плазмы описывается уравнениями газовой динамики).

Как в открытой, так и в замкнутой системах невозможно полностью предотвратить выход частиц из зоны реакции. Они будут вы-

Ходить вследствие столкновений или вследствие воздействия пульсирующих микрополей, возникающих в результате так называемых "коллективных" процессов, однако характерные длины и времена, определяющие скорости такого рода диффузии, во многом зависят от конфигурации магнитного поля и при разумном выборе параметров установки представляют собой вполне допустимые величины.

Таким образом цель магнитного удержания плазмы состоит в том, чтобы создать магнитное давление, сдерживающее кинетическое давление плазмы. Эффективность схем магнитного удержания часто характеризуется величиной β , определяемой как отношение кинетического давления плазмы к давлению удерживающего магнитного поля:

$$\beta = \frac{n k T_i + n k T_e}{B^2 / 2 \mu_0} = \text{const.} \cdot \frac{n (T_i + T_e)}{B^2}, \quad (I.6)$$

где n - плотность плазмы, T_i и T_e - ионная и электронная температуры, k - постоянная Больцмана, B - магнитная индукция удерживающего поля. Величина β является мерой эффективности удержания плазмы магнитным полем. В этом смысле схемы с "большим" β более эффективно используют удерживающее поле, чем схемы с "малым" β . В проводимых в настоящее время экспериментах под "большим" β понимают величины $\beta \geq 0,1$, а под "малым" - $\beta \lesssim 0,01$. Представляется, что реакторы с большим β будут работать при $\beta \lesssim 0,8$, а с малым - при $\beta \lesssim 0,2$.

Магнитная термоизоляция плазмы позволяет отделить плазму от стенок реактора и предотвратить, по крайней мере в принципе, потери энергии, связанные с переносом тепла теплопроводностью. Если не принимать таких специальных мер, то уход энергии на стенки будет очень большим. Например, установившийся тепловой поток из шаровой области радиусом R при температуре T в этой области составит:

$$P = 1,24 \cdot 10^{-6} \frac{8\pi}{7} R T^{7/2}$$

При $T = 10^6$ К и $R = 1$ ом $P \approx 4 \cdot 10^5$ кВт.

Предотвращение потерь энергии, связанных с теплопроводностью, не означает, что энергоперенос на стенку будет прекращен. Остаются потери энергии, обусловленные излучением. Собственное тепловое излучение такой разреженной субстанции, как термоядерная плазма, будет невелико - на много порядков ниже, чем у черного тела при той же температуре. Главным механизмом, вызывающим интенсивное электромагнитное излучение горячей плазмы, является торможение

быстрых электронов на ионах (атомных ядрах). Теория радиационного торможения нерелятивистских электронов, созданная Зоммерфельдом и хорошо согласующаяся с экспериментом, позволяет оценить потери энергии электрона в веществе за единицу времени по формуле:

$$-\frac{d\epsilon_e}{dt} = 1,5 \cdot 10^{-32} n Z^2 \sqrt{\epsilon_e}, \quad [Вт], \quad (I.7)$$

где n - концентрация ядер, Z - порядковый номер элемента, ϵ_e - энергия электрона (эВ).

Проинтегрировав выражение (I.7) по энергетическому спектру электронов, можно получить интенсивность тормозного излучения. Если электроны имеют максвелловское распределение по окрестностям, то из единицы объема плазмы за t с излучается энергия:

$$P_{\text{торм.}} = 1,6 \cdot 10^{-38} n_e n_i Z^2 \sqrt{T_e}, \quad [МВт/м^3], \quad (I.8)$$

где n_e и n_i - концентрации электронов и ионов соответственно, T_e - электронная температура в электронвольтах.

Как уже отмечалось, выражение (I.7) и, следовательно, (I.8) оправданы для нерелятивистских электронов. Если же $T_e \geq 10^9$ К, то мощность излучения растет быстрее, чем по формуле (I.8). При этом для релятивистских электронов увеличение потерь энергии на излучение происходит также из-за излучения при электронно-электронных столкновениях.

Из формулы (I.8) следует сильная зависимость потерь на излучение от порядкового номера элемента. Поэтому даже небольшое количество тяжелых примесей способно резко ухудшить энергетический баланс системы и охладить плазму. Особенно сильным будет влияние примесей при сравнительно низких температурах ($T_e < 10^8$ К) из-за вклада в излучение процессов радиационной рекомбинации и высвечивания возбужденных состояний примесных ионов. Следовательно, большое внимание должно быть уделено материалам, из которых изготовлены стенки реактора.

Потери энергии на излучение определяются не только тормозным излучением, но и циклотронным (бетатронным) излучением горячей плазмы, находящейся в сильном магнитном поле. Энергия, теряемая частицей за единицу времени, равна

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3} \omega^2 \left(\frac{v}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right)^2, \quad (I.9)$$

где $\omega = \frac{eH}{mc} \sqrt{1 - v^2/c^2}$ - частота обращения частицы вокруг силовой линии магнитного поля с напряженностью H ; e , m , v - заряд, масса, скорость частицы; c - скорость света в вакууме.

Для водородной плазмы интенсивность циклотронного излучения из единицы объема приближенно дается выражением

$$P_{\text{цикл}} \approx 10^{-19} n_e B^2 T_e, \text{ [Вт/м}^3\text{]},$$

где B - индукция удерживающего магнитного поля ($[B] = T_A$, $[T_e] = \text{эВ}$). Излучение ионами плазмы будет гораздо меньше излучения электронами вследствие большого различия в массах. Плазма не является прозрачной для этого вида излучения, так как электромагнитная волна, излученная каким-либо электроном, может быть поглощена другими электронами, прежде чем выйдет из объема, т.е. самопоглощение несколько улучшает ситуацию. Однако при очень высоких температурах (не менее 10^8 К) этот канал потерь энергии может играть существенную роль в общем энергобалансе термоядерного реактора.

Потери на излучение не могут быть устранены. Если еще можно говорить о применении специальных отражателей для циклотронного излучения, происходящего при интересующих нас параметрах установок на миллиметровых длинах волн и поглощаемого плазмой, то тормозное излучение, представляющее собой электромагнитные волны рентгеновского диапазона, свободно уходит из плазмы.

Из этого обстоятельства вытекает первое условие возможности построения термоядерного реактора, производящего энергию для внешнего потребления: полная энергия, выделяющаяся при протекании реакций синтеза, должна превышать радиационные потери. Из выражений (I.5) и (I.8) следует, что отношение выделяющейся ядерной энергии к потерям, обусловленным тормозным излучением, при заданном виде реакции зависит лишь от температуры плазмы. На рис. I.8 изображен вид этой функции для $D-D$ (а) и $D-T$ (б) реакций. Из рисунка видно, что ядерное энерговыделение может превзойти потери на излучение, если температура плазмы превысит некоторое критическое значение, называемое идеальной пороговой температурой. На рис. I.9 приведены плотности мощности, выделяемой за счет реакций синтеза, и потери на тормозное излучение в зависимости от температуры для $D-D$ и $D-T$ реакций при плотности ионов 10^{21} м^{-3} .

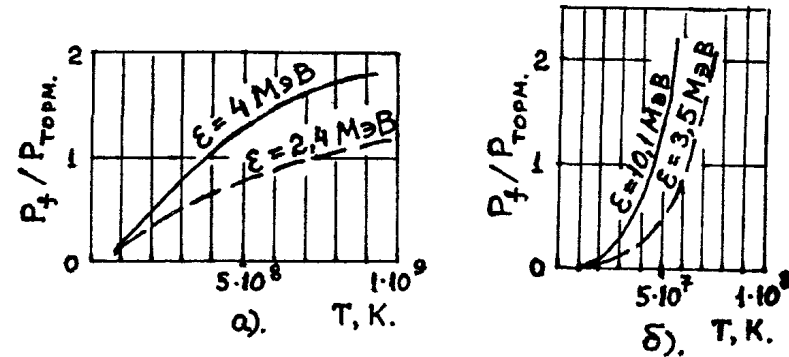


Рис. I.8

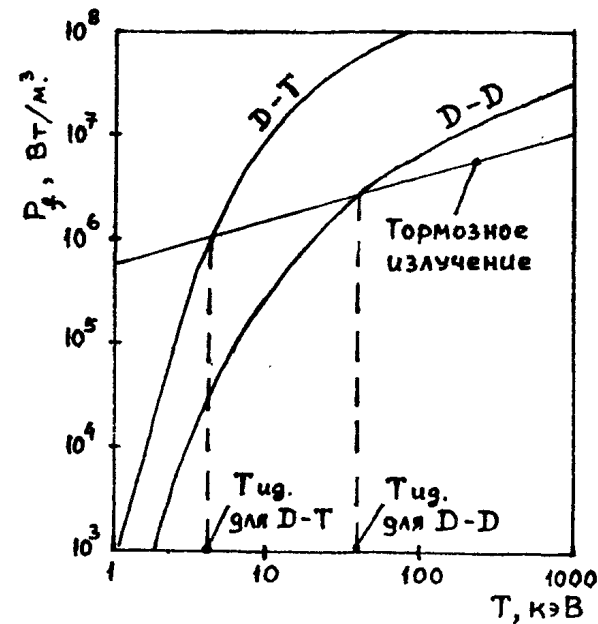


Рис. I.9

1.3. Энергобаланс в плазме. Критерий Лоусона

Из выражения (1.5) следует, что полезная мощность, выделяющаяся в единице объема реактора P_f , зависит от типа реакции синтеза, плотности и температуры плазмы (см. также рис. 1.6), причем выбор плотности мощности играет большую роль при определении оптимальных технических и экономических параметров.

Для создания реактора, который мог бы отдавать энергию потребителю, необходимо, чтобы энергия, производимая реактором, существенно превосходила энергию, затрачиваемую на поддержание высокой температуры плазмы. Термоядерный реактор по существу представляет собой усилитель мощности (или энергии за один импульс) с коэффициентом усиления:

$$Q = \frac{\text{выходная мощность (энергия)}}{\text{потребляемая мощность (энергия)},}$$

где баланс мощности (энергии) берется для термоядерной плазмы.

Значение $Q = 1$ обычно называется режимом "зажигания" (режимом нулевого энергетического баланса), а $Q \gg 1$ - "горением". В этом случае энергия, передаваемая плазме α -частицами с энергией 3,5 МэВ, рождающимися в D-T реакции, достаточна для компенсации всех механизмов потерь энергии из плазмы (самоподдерживающаяся реакция). При $Q \geq 15$ термоядерная электростанция может производить электрическую энергию для внешнего потребления (с учетом превращения термической энергии в электрическую и затрат на собственные нужды).

В случае, если потери энергии происходят только за счет излучения, мы можем достигнуть пороговых условий работы реактора просто путем разогрева плазмы до некоторой критической температуры. Это называется идеальным удержанием плазмы.

В реальных условиях плазма удерживается лишь в течение некоторого ограниченного времени τ , а потери энергии происходят как за счет излучения, так и за счет ухода частиц. Условия удержания плазмы ухудшаются по сравнению с идеальным случаем, поэтому необходимо увеличить температуру, необходимую для самоподдерживающейся работы реактора.

Рассмотрим реактор, в котором термоядерное топливо быстро разогревается до температуры T , после чего происходит удержание плазмы при данной температуре в течение времени τ , когда протекают термоядерные реакции. Затем плазма охлаждается и реак-

тор заполняется новой порцией термоядерного топлива до следующего импульса.

Пусть плотность ионов плазмы равна плотности электронов n . Тогда плотность заряженных частиц в полностью ионизованной плазме равна $2n$. Температуры ионов и электронов равны $T_i \approx T_e = T$, т.е. средняя энергия, приходящаяся на частицу, составляет $3/2 kT$. Так как начальная температура газа мала по сравнению с температурой плазмы T и потенциал ионизации атомов мал по сравнению с $3/2 nkT$, плотность энергии, необходимая для нагрева топлива до температуры T , составляет $3nkT$.

Теперь мы можем в достаточно общем виде проанализировать работу термоядерного реактора вне зависимости от его конкретных конструктивных особенностей. Для этого запишем уравнение энергетического баланса реакторе.

Пусть P_f - плотность мощности, выделяемой при термоядерном синтезе, $P_{\text{ТОРМ}}$ - плотность мощности тормозного излучения в плазме. Если тормозное излучение собирается вне плазмы, то полная энергия, которую можно получить от каждого импульса реактора при объеме плазмы V , равна

$$E_{\text{ВЫХ}} = (\tau P_f + \tau P_{\text{ТОРМ}} + 3nkT)V. \quad (1.10)$$

При этом мы предполагаем, что температура T поддерживается постоянной в течение импульса. Часть этой энергии используется для разогрева плазмы. Если эффективность использования энергии для разогрева плазмы составляет $1/3$, то для самоподдерживающейся работы реактора необходимо, чтобы используемая часть выходной энергии $1/3 E_{\text{ВЫХ}}$ превышала входную энергию $E_{\text{ВХОД}}$. Входная энергия включает энергию, необходимую для создания плазмы с температурой T ($3nkTV$) и энергию, необходимую для компенсации потерь на излучение ($\tau P_{\text{ТОРМ}} V$)

$$E_{\text{ВХОД}} = (\tau P_{\text{ТОРМ}} + 3nkT)V. \quad (1.11)$$

Таким образом, для получения положительного энергетического выхода необходимо

$$\frac{1}{3} (\tau P_f + \tau P_{\text{ТОРМ}} + 3nkT)V > (\tau P_{\text{ТОРМ}} + 3nkT)V. \quad (1.12)$$

Это неравенство можно переписать в виде

$$\frac{P_f / (3n^2 kT)}{P_{\text{ТОРМ}} / (3n^2 kT) + \frac{1}{n\tau}} > 2. \quad (I.I3)$$

Из выражения (I.5) следует, что $P_f = n^2 \psi(T)$, из (I.8) видно, что $P_{\text{ТОРМ}} = \text{const} \times n^2 \sqrt{T}$, т.е. левая часть неравенства (I.I3) зависит лишь от T и $n\tau$. Следовательно,

$$n\tau \geq f(T). \quad (I.I4)$$

Для каждой конкретной схемы реактора с выбранным сортом топлива и определенными системами преобразования энергии правая часть выражения (I.I4) является функцией лишь температуры плазмы. То есть выражение (I.I4) представляет собой условие, налагаемое на плотность, температуру и время жизни плазмы, при выполнении которого возможна самоподдерживающаяся термоядерная реакция. Это соотношение называется критерием Лоусона. Работа с большим или меньшим полезным выходом возможна при $n\tau > f(T)$.

Произведение $n\tau$ называется "параметром удержания" плазмы, а τ - временем удержания.

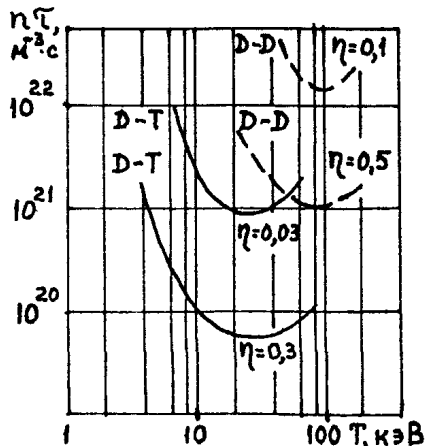


Рис. I.I0

Положение точки на самой кривой обеспечивает работу реактора на нулевом уровне мощности, отдаваемой внешним потребителям.

Из рисунка видны преимущества реактора, использующего в ка-

честве топлива смесь дейтерия с тритием перед системой, работающей на чистом дейтерии, так как условия зажигания реакции почти на два порядка величины легче по $n\tau$ и раз в 20-30 - по температуре плазмы.

Обоим значениям $n\tau$. Хотя приведенные выше рассуждения касались лишь квазистационарных режимов работы реакторов, аналогичные результаты могут быть получены и для реакторов, работающих в непрерывном режиме. В этом случае вместо τ следует рассматривать некоторое среднее время удержания взаимодействующих ядер.

Несомненно отметить, что более тщательный расчет, учитывающий неоднородность плазмы и другие факторы, приводит к более высоким значениям $n\tau$.

Несомненно отметить, что более тщательный расчет, учитывающий неоднородность плазмы и другие факторы, приводит к более высоким значениям $n\tau$.

2. ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ В ТЕРМОЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

2.1. Плотность мощности и плотность частиц в термоядерном реакторе

Зависимости плотности мощности для термоядерных реакций $D-T$ и $D-D$ от плотности дейтерия приведены на рис. I.6. Температуры 10 и 100 кэВ, которым соответствуют кривые I-4 ниже значения, необходимого для преодоления кулоновского барьера (равного примерно 360 кэВ). Выбор таких температур обусловлен тем, что для получения заметного энергетического выхода реакций синтеза не обязательно сообщать всем ионам энергию, достаточную для преодоления кулоновского барьера. Это очень важно, так как при более высоких температурах увеличиваются радиационные потери и необходимы более сильные удерживающие магнитные поля. Зависимости, показанные на рис. I.6, однако, не очень чувствительны к температуре. Таким образом, подходящий диапазон изменений плотности можно определить более или менее независимо от температуры по плотности мощности термоядерной энергии, выделяемой в плазме.

Если выбрать слишком малое значение плотности мощности, то для получения приемлемой выходной мощности потребуется плазма больших размеров и, следовательно, магнитные поля большой протя-

женности. Это привело бы к чрезмерно большим затратам на строительство такой электростанции. Например, при плотности дейтерия 10^{18} м^{-3} плотность мощности оказывается менее 1 кВт/м^3 и, для того, чтобы достигнуть уровня мощности обычной электростанции (10^8 Вт), требуется объем плазмы около 10^5 м^3 . Этот объем соответствует линейному размеру примерно 50 м. При этом одни лишь затраты на создание магнитного поля, необходимого для удержания плазмы с такими параметрами, таковы, что исключают всякую возможность экономически оправданного производства энергии.

С другой стороны, если выбрать слишком большое значение плотности мощности, то возникают трудности в выборе материалов для сооружения реактора, связанные с интенсивным потоком нейтронов в реакторе, хотя размеры плазмы при этом малы. Например, при плотности дейтерия 10^{25} м^{-3} плотность мощности составляет 10^{15} Вт/м^3 , что приводит к объему плазмы 10^{-7} м^3 ($0,1 \text{ см}^3$). Создание реактора таких размеров, производящего мощность, равную мощности обычной тепловой электростанции, приводит к непреодолимым трудностям в выборе материалов.

Расчеты показывают, что для термоядерных реакторов оптимальным является выбор плотности мощности, близкой к проектным значениям плотности мощности обычных ядерных реакторов деления ($20-60 \text{ МВт/м}^3$). При выборе среднего из этих значений - 40 МВт/м^3 (для термоядерных реакторов непрерывного действия плотность мощности несколько ниже 40 МВт/м^3 , а для импульсных реакторов в момент пика импульса - выше 40 МВт/м^3) объем плазмы, необходимый для производства мощности 10^9 Вт , оказывается равным 25 м^3 и соответственно линейный размер составляет примерно 3 м. Осуществление магнитного удержания плазмы с температурой 10 кэВ в таком объеме реализуемо и с экономической точки зрения. При плотности мощности 40 МВт/м^3 плотность плазмы в термоядерном реакторе синтеза должна лежать в диапазоне $10^{20} - 10^{21} \text{ м}^{-3}$. Такая плотность составляет лишь малую долю (10^{-5}) плотности газа при нормальных условиях, т.е. соответствует достаточно глубокому вакууму.

2.2. Идеальная пороговая температура. Параметр удержания плазмы

Минимальная температура, необходимая для осуществления самоподдерживающейся термоядерной реакции, равна температуре, при которой энергетический выход ядерной реакции синтеза немного превышает радиационные потери из плазмы, происходящие в основном за

счет тормозного излучения. Удержание частиц предполагается идеальным, т.е. энергетические потери за счет ухода частиц отсутствуют. Определенная таким образом температура называется идеальной пороговой температурой.

Из рис.1.9 видно, что идеальная пороговая температура для $D-T$ и $D-D$ реакций при плотности ионов 10^{21} м^{-3} составляет соответственно около 4 и 40 кэВ. Сравнительно низкая идеальная пороговая температура для реакции $D-T$ удобна по меньшей мере по двум причинам. Во-первых, более низкая температура означает, что можно достичь значительного выхода энергии при меньших затратах на разогрев плазмы; во-вторых, более низкая температура соответствует более низкому кинетическому давлению плазмы ($n_e k T_e + n_i k T_i = 2 n k T$, если $n_e = n_i = n$, $T_i = T_e = T$), а следовательно, для удержания плазмы требуются более низкие магнитные поля.

Для достижения плотности мощности 40 МВт/м^3 в $D-T$ реакторе при плотности ионов 10^{21} м^{-3} температура плазмы должна составлять около 20 кэВ.

Как уже говорилось выше, из критерия Лоусона следует, что термоядерный реактор сможет работать, если при заданной температуре плазмы величина параметра $n\tau$ превышает некоторое минимальное значение. Для $D-T$ реактора при $T \approx 13 \text{ кэВ}$ минимальное значение $n\tau$ составляет $10^{20} \text{ м}^{-3}\text{с}$ (см.рис.1.10). Это означает, что при температуре 13 кэВ и плотности 10^{20} м^{-3} необходимо обеспечить время удержания плазмы более 1с. Минимальное значение $n\tau$ мало чувствительно к температуре в интервале $10 \text{ кэВ} < T < 15 \text{ кэВ}$. Для $D-D$ реактора минимальное значение $n\tau$ составляет $10^{22} \text{ м}^{-3}\text{с}$ при температуре $T \approx 100 \text{ кэВ}$. Приведенные значения зависят от эффективности использования выделяемой энергии и соответствуют значению эффективности, равному 0,3. Если эффективность использования превысит 0,3, то минимальные значения уменьшатся.

Важным следствием этих результатов является то, что значение $n\tau$ для $D-T$ реакции существенно меньше (почти на два порядка величины) значения $n\tau$ для $D-D$ реакции. Это означает, что достижение заданной плотности плазмы и ее выход на квазистационарное состояние удержания при $D-T$ реакции будет легче, чем при $D-D$ реакции, тем самым длительность импульса в экспериментальных установках может быть снижена. Это очень важно, так как при длинных импульсах движение плазмы поперек силовых линий магнитного поля за счет столкновений и неста-

бильности может привести к потерям энергии. Кроме того, D-T реакции соответствует более низкая идеальная пороговая температура.

Однако D-T реакция имеет и свои особенности. Во-первых, тритий радиоактивен и имеет достаточно малый период полураспада (12,4 лет), т.е. в природе в достаточных количествах не встречается и его необходимо создавать искусственно. Во-вторых, около 80 % энергии, выделяемой в этой реакции, приходится на долю нейтронов. Все это необходимо учитывать при конструировании D-T реактора.

2.3. Напряженность магнитного поля

Как уже указывалось в § 1.2, для магнитного удержания плазмы необходимо, чтобы магнитное (удерживающее) давление было по крайней мере равно кинетическому давлению плазмы $n_i k T_i + n_e k T_e = 2n k T$ (при $n_i = n_e$, $T_i = T_e$), т.е. значение β , определяемое выражением (1.6), должно быть не больше единицы.

Магнитное поле, препятствуя движению частиц поперек силовых линий, удерживает плазму. Действие такой удерживающей силы эквивалентно действию эффективного магнитного давления $(B_o^2 - B^2)/2\mu_o$, где B_o и B - магнитная индукция снаружи и внутри плазмы соответственно, μ_o - магнитная постоянная. Если магнитное поле не проникает внутрь плазмы, то магнитное давление равно $B_o^2/2\mu_o$. В этом случае минимальная магнитная индукция, необходимая для удержания плазмы, полученная из равенства $B_o^2/2\mu_o = 2n k T$ ($\beta = 1$), равна

$$B_{min} = \sqrt{4\mu_o n k T}. \quad (2.1)$$

В § 2.1 мы установили, что для D-T реакции при $T \approx 10$ кэВ плотность плазмы должна находиться в интервале $10^{20} \text{ м}^{-3} < n < 10^{21} \text{ м}^{-3}$. При $n = 5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и $T \approx 10$ кэВ плотность мощности составляет около 40 МВт/м^3 , а минимальное удерживающее магнитное поле равно $B_{min} \approx 2,0$ Тл. В реальном случае магнитное поле за короткое время частично проникает в плазму, так как плазма не является идеальным проводником ($\beta < 1$). Таким образом $B \neq 0$ и, следовательно, $B_o > B_{min}$. Расчеты показывают, что для удержания плазмы B_o должно превышать B_{min} по крайней мере в 3-4 раза, т.е. $B_o \approx 7$ Тл, что меньше технологического предела для магнитных полей, создаваемых в больших объемах сверхпроводящими магнитами (≈ 10 Тл).

Для D-D реакции идеальная пороговая температура примерно в 10 раз больше, чем для D-T реакции. Поэтому для D-D реакции следует ожидать увеличения B_{min} в $\sqrt{10} \approx 3,2$ раза. Если предположить, что B увеличивается пропорционально B_{min} , то получим $B \approx 22$ Тл. Столь высокое значение магнитной индукции является существенным недостатком D-D реакции по сравнению с D-T.

2.4. Сводка параметров, необходимых для осуществления управляемого термоядерного синтеза

Основные результаты этой главы приведены в табл.2.1

Таблица 2.1

D - T	D - D	Причина необходимости
$10^{20-3} \text{ м}^{-3} \leq n \leq 10^{21-3} \text{ м}^{-3}$	$10^{20-3} \text{ м}^{-3} \leq n \leq 10^{21-3} \text{ м}^{-3}$	Получение требуемой плотности мощности.
$n T \geq 10^{20-3} \text{ м} \cdot \text{с}$ $T > 10 \text{ кэВ}$	$n T \geq 10^{22-3} \text{ м} \cdot \text{с}$ $T > 100 \text{ кэВ}$	Достижение энергетического порога.
$B \geq 7 \text{ Тл}$	$B \geq 22 \text{ Тл}$	Достижение требуемого времени удержания

3. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

3.1. Принципиальные физические охваты термоядерных установок с магнитным удержанием плазмы

Как уже говорилось, эффективность схем магнитного удержания характеризуется отношением давления плазмы к давлению магнитного поля β (см. выражение (1.6)). Важность величины β , как характеристики реактора, становится более ясной, если ее связать с плотностью мощности реакции синтеза P_f (1.5):

$$P_f = \text{const} \cdot n^2 \langle \epsilon \nu \rangle \epsilon. \quad (3.1)$$

Выражая n из формулы (I.6) и подставляя в (3.1), получим

$$P_f = \text{const} \cdot \frac{\beta^2 B^4 \langle \epsilon \nu \rangle \epsilon}{(T_i + T_e)^2}. \quad (3.2)$$

Так как произведение $\langle \epsilon \nu \rangle$ зависит от ионной температуры, то при заданных индукции магнитного поля и рабочей температуре плотность мощности реакции синтеза пропорциональна β^2 . При заданных β и рабочей температуре P_f пропорциональна B^4 .

Рассмотренные выше принципиальные схемы удержания можно использовать в реакторах, работающих как в стационарном, так и в импульсном режимах.

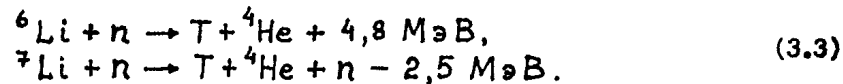
В реакторе, работающем в стационарном режиме, топливо необходимо непрерывно вводить в "горящую" плазму, а отработанное топливо (т.е. непрореагировавшее топливо и продукты реакции) - непрерывно удалять. Необходимая скорость подачи топлива определяется как скоростью выгорания топлива, так и скоростью его утечки. Иногда скорость выгорания топлива характеризуется коэффициентом "относительного выгорания", который представляет собой отношение скорости выгорания к скорости подачи топлива.

В импульсном реакторе после поджига начальной порции топлива реакция синтеза идет в течение времени, определяемого схемой удержания. По окончании реакции непрореагировавшее топливо и продукты реакции удаляются и в камеру реактора вводится новая порция топлива, которая вновь поджигается.

При квазистационарном режиме работы реактора время горения будет больше времени удержания частиц, а введение топлива и удаление отработанного топлива надо будет производить во время фазы горения. В таком режиме возможно только периодическое горение плазмы и реактор поэтому характеризуется циклическим режимом работы.

Наиболее важные реакции синтеза приведены в I.I (выражения I.I). На основе этих реакций возможны только несколько топливных циклов:

I. В цикле $D-T-Li$ первичным топливом служат дейтерий и литий. Литий необходим для регенерации трития и входит в состав blankets (системы, окружающей плазму, в которой нейтроны отдают свою энергию). Тритий регенерируется следующими реакциями:



В реакции $D+T$ примерно 80% энергии синтеза составляет энергия нейтронов.

2. В цикле $D-D-T-{}^3He$ первичным топливом является дейтерий. Тритий и гелий - 3, образующиеся при реакции $D+D$, повторно используются в плазме. Регенерации трития не требуется. Энергия синтеза выделяется в реакциях $D+T$, $D+D$ и $D+{}^3He$. Примерно 35% этой энергии составляет энергия нейтронов. Этот топливный цикл иногда называется " $D-D$ -циклом с катализом".

3. В цикле $D-D-{}^3He$ первичным топливом является дейтерий. 3He , образующийся при реакции $D+D$, остается в топливном цикле, однако образующийся тритий отделяется и после распада и превращения в 3He используется как топливо. Основная энергия синтеза выделяется в реакциях $D+{}^3He$, $D+D$. Примерно 15% выделенной энергии уносится нейтронами.

4. Цикл $D-{}^3He$, в котором 3He - исходное топливо. Особенность цикла состоит в том, что основными продуктами реакции являются заряженные частицы - протоны.

На рис.3.I приведены графики относительной плотности мощности синтеза для указанных топливных циклов в температурном диапазоне 1-100 кэВ. Вблизи максимума значение плотности мощности синтеза цикла $D-T-Li$ на 1-2 порядка величины больше, чем для двух других циклов, что делает его наиболее вероятным циклом получения энергии на термоядер-

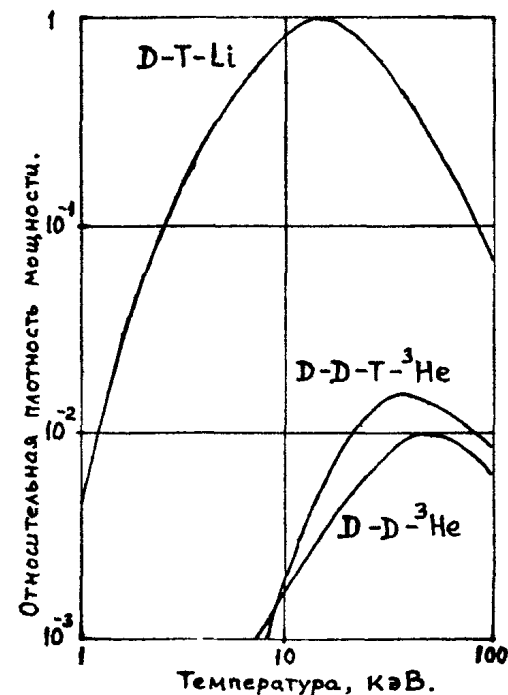


Рис.3.I

ной электростанции.

Описанные выше топливные циклы имеют две особенности:

1. Дают значительное количество нейтронов, вызывающих радиационные повреждения и остаточную активность в конструкциях реакторов.

2. Приводят к необходимости работы с радиоактивным тритием.

Эти проблемы исчезают, если использовать в качестве ядерного топлива материалы с большим Z (1,2). Однако циклы на топливах с большим Z обычно предъявляют более высокие требования к системам удержания и нагрева и здесь не рассматриваются.

Энергия реакции синтеза может выделяться в виде энергии как нейтронов, так и заряженных частиц. Энергия нейтронов переходит в тепло в blankets и ее можно использовать с помощью системы теплового преобразования энергии. Энергию заряженных частиц также можно преобразовать в тепловую о помощью какой-либо системы теплового преобразования, однако возможно и прямое преобразование энергии заряженных частиц в электрическую энергию. Был предложен несколько схем прямого преобразования кинетической энергии заряженных частиц в электрическую. С помощью электрической схемы заряженные частицы, покидающие область удержания, замедляются электрическими полями и собираются на высоковольтных электродах. Электромагнитная схема прямого преобразования энергии основывается на явлении вытеснения плазмы магнитного поля и применима лишь при импульсном режиме работы. Топливные циклы $D-D-T-^3He$ и $D-D-^3He$ открывают более широкие возможности для прямого преобразования энергии по сравнению с циклом $D-T-Li$, так как в них заряженным частицам отдается больше энергии.

В дальнейшем основное внимание мы будем уделять топливному циклу $D-T-Li$, так как скорее всего именно он будет использован на первых этапах промышленного освоения термоядерной энергии. Однако в необходимых случаях будут обсуждаться характеристики и других топливных циклов.

Из всех возможных схем реакторов на основе квазистационарных систем с магнитным удержанием мы будем рассматривать наиболее проработанные открытые и замкнутые системы: реакторы на основе ловушек с магнитными пробками (как физически более наглядные) и реакторы на основе токамака. Другие системы будут рассмотрены более сжато.

Рассмотрим принципиальную схему реактора на основе открытой магнитной системы или ловушки с магнитными пробками (ЛМП).

Схема реактора на основе ЛМП реализуется в установке с большим β , которая использует либо открытую, либо замкнутую конфигурацию удерживающего магнитного поля. Хотя в настоящее время и ведутся исследования замкнутой схемы удержания с магнитными пробками (называемой схемой пробочных ловушек, замкнутых в тор), мы будем под "магнитной пробкой" подразумевать магнитную ловушку с открытой конфигурацией магнитного поля. Принцип действия ЛМП иллюстрирует рис.3.2. Магнитное поле имеет такую конфигурацию, при которой оно действует на заряженную частицу в центральной области слабее, чем на концах. Концевые области являются отражающими зеркалами или "пробками". Частица, движущаяся из центральной области к пробке, изменяет направление своего движения на обратное из-за увеличения напряженности поля. Таким образом частица оказывается запертой между магнитными пробками.

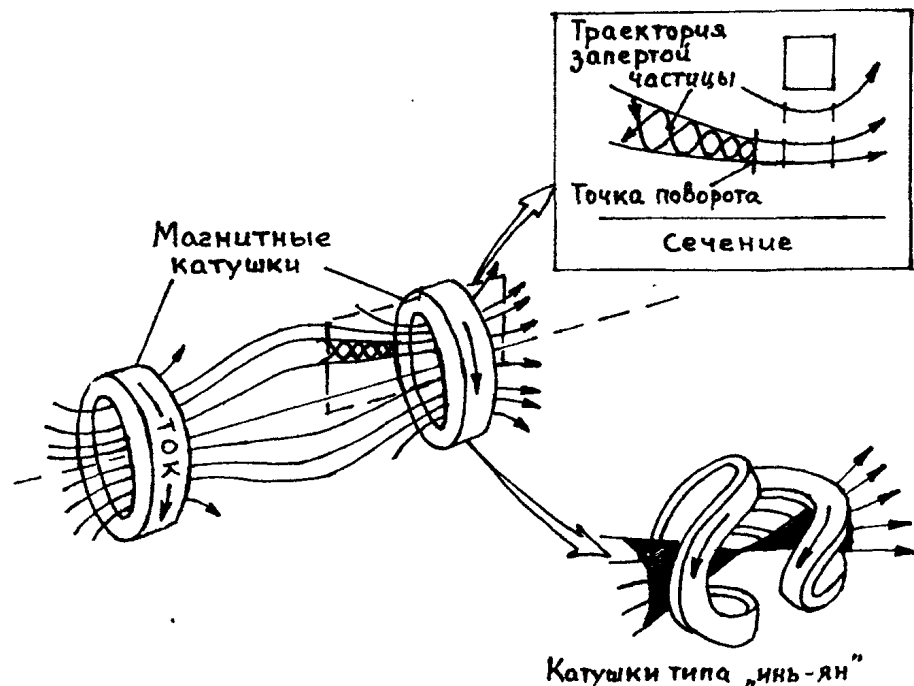


Рис.3.2

Для предотвращения развития магнитогидродинамической неустойчивости (МГД-неустойчивости) и связанных с такой неустойчивостью

потерь в направлении, перпендикулярном магнитному полю, вместо простых пробочных катушек используют конструкции катушек типа "инь-ян", в которых создается более глубокая магнитная потенциальная яма.

Не рассматривая физику удержания и поведение плазмы, отметим главные особенности работы реактора на основе ЛМП:

1. Реактор будет работать в принудительном стационарном режиме, т.е. потребуются непрерывный ввод энергии для поддержания горения плазмы. Стационарная плотность мощности синтеза P_f будет поддерживаться путем непрерывной подачи топлива в плазму, в которой идет реакция синтеза, при постоянном удалении отработанного топлива (непрореагировавшего топлива и продуктов реакции). В ЛМП потери через концы ловушки обеспечивают естественный механизм вывода отработанного топлива.

2. Энергия, необходимая для зажигания плазмы и поддержания ее горения, будет подводиться путем инъекции в плазму пучков ускоренных нейтральных частиц топлива. Инжекторы нейтральных пучков будут служить также и системой ввода топлива в реактор.

3. Для запуска реактора будет использована плазма-мишень, захватывающая инжектируемый пучок. При этом плазма доводится до желаемого рабочего состояния. Плазма-мишень может быть получена: лазерным нагревом париков топлива или магнитным сжатием плазмы.

4. После запуска системой термоядерная энергия будет вырабатываться непрерывно. Так как катушки удерживающего поля тоже будут работать в непрерывном режиме, то для уменьшения недопустимо больших потерь на джоулев нагрев эти катушки должны быть сверхпроводящими.

5. Энергия, переносимая термоядерными нейтронами, выделяется в blankets, окружающем плазму, в виде тепла и будет преобразовываться в электрическую энергию системой теплового преобразования (см. § 3.2).

6. Энергия, уносимая из плазмы ускоренными заряженными частицами (она включает в себя практически всю энергию инжектированных нейтральных пучков), передается в систему прямого электрического преобразования энергии. Непрореагировавшее топливо будет выделяться из этого преобразователя и вновь направляться в плазму реактора.

Теоретические расчеты показывают:

1. Удержание ЛМП растет пропорционально средней энергии иона

в степени $3/2$, поэтому пробочные реакторы должны работать при больших энергиях (диапазон средних энергий ионов 100 кэВ - 1 МэВ). Величина средней энергии иона обусловлена главным образом рабочими характеристиками системы прямого преобразования энергии.

2. Удержание ЛМП растет пропорционально логарифму "пробочного отношения". Пробочное отношение - отношение максимальной величины поля, действующего на частицу, к минимальной величине поля (величине поля в средней части). Пробочное отношение должно быть больше единицы, причем чем оно больше, тем лучше, хотя его приемлемое значение равно двум или трем. Выражение (3.2) показывает, что плотность мощности синтеза пропорциональна полю пробки в четвертой степени. Таким образом, величина "пробочного отношения" определяется, с одной стороны, стремлением к увеличению удержания и плотности мощности синтеза, а с другой стороны - необходимостью учета ограничений, налагаемых технологией сверхпроводящих магнитов и свойствами конструкционных материалов.

3. Удержание ЛМП не зависит от объема плазмы. Реактора на основе ЛМП могут оказаться перспективными для электростанций с малой выходной мощностью (порядка сотен Мвт), так как капитальные затраты на создание такого реактора относительно мало зависят от его размеров.

До середины 70-х гг. из-за недостаточно хорошего удержания плазмы магнитными пробками в открытых ловушках не удавалось выработать удовлетворительной концепции экономически выгодного термоядерного реактора. Положение изменилось с появлением концепции амбиполярной ловушки, в которой плазма удерживается магнитными и электростатическими барьерами (пробками), создаваемыми линейной системой магнитов. Одновременно с развитием экспериментальных и теоретических физических исследований шла разработка концептуальных проектов термоядерных станций на основе амбиполярных ловушек. Из имеющихся разработок можно отметить проекты "чистой" станции WITAMIR-1 (США) и станции с гибридным реактором ТРОИ (СССР). Однако разработки концептуальных проектов показали, что переход от физических экспериментальных установок к термоядерным станциям невозможен без создания испытательных термоядерных реакторов. Следствием этого явилась разработка концептуального проекта испытательного амбиполярного D-T реактора TASKA (США, ФРГ). В табл.3.1 приведены основные параметры перечисленных выше проектов термоядерных станций и реакторов на основе амбиполярной ловушки.

Таблица 3.1

Параметр	TASKA	ТРОЛ	WITAMIR-1
Тепловая мощность, МВт	110	6500 ^X	-
Электрическая мощность, МВт	-	2400	1530 (нетто)
Термоядерная мощность, МВт	86	700	3000
Нагрузка на первую стенку, МВт/м ² XX	1,5	1,0	2,4
Длина центральной ловушки, м	19,2	40	165
Длина реактора, м	80	134	250
Коэффициент усиления мощности плазмы, Q	1	2,2	28
Плотность плазмы в центральной ловушке, м ⁻³	1,9 · 10 ²⁰	5 · 10 ¹⁹	1,5 · 10 ²⁰
Температура ионов в центральной ловушке, кэВ	30	30	32,5
Температура электронов в центральной ловушке, кэВ	11,5	50	32,8
Энергия инжекции оботрых атомов в ловушку, кэВ:			
центральную	Нет	20	Нет
барьерную	50/76/2	1400	190/9,6
концевую	250	-	500
Параметр удержания плазмы, м ⁻³ с	1 · 10 ²⁰	6 · 10 ²⁰	9,8 · 10 ¹⁹
Магнитное поле в ловушке, Тл:			
центральной (на оси)	2,7	1,1	3,6
барьерной (min/max)	0,8/20	14/16,8	14,0
концевой (min/max)	4,0/6,25	-	4,0/6,0

^X Мощность blankets гибридного реактора

^{XX} См. § 3.3.

В настоящее время экспериментальные и теоретические работы над реакторами ДМП практически прекращены.

Рассмотрим теперь принципиальную схему реактора на основе токамака.

Схема реактора на основе токамака реализуется в установке с малым β , использующей замкнутую (тороидальную) конфигурацию удерживающего магнитного поля. Принцип удержания плазмы в токамаке иллюстрирует рис.3.3.

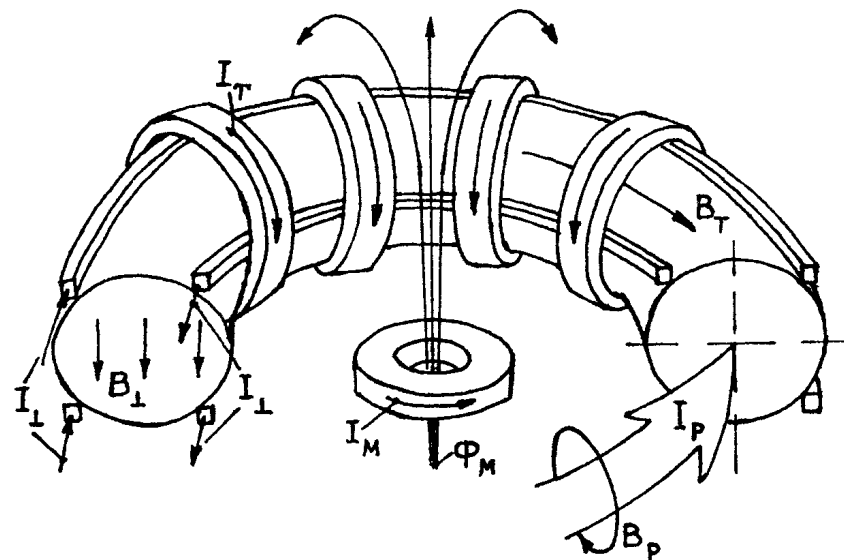


Рис.3.3

Тороидальное поле B_T создается током I_T . Полоидальное поле B_P создается током плазмы I_P , который равен сумме внешних токов. Поперечное поле B_\perp создается внешним током I_\perp . Магнитный поток Φ_M создается намагничивающим током I_M .

Аксиальный ток I_P , наводимый в плазме изменяющимся магнитным потоком Φ_M , обеспечивает:

1. Создание импульсного полоидального магнитного поля B_P , которое вместе со стационарным тороидальным полем B_T удерживает плазму.

2. Начальный нагрев плазмы, который происходит вследствие омического нагрева плазменного кольца этим током. Импульсное поперечное поле B_\perp необходимо для управления положением плазменного шнура.

Система тороидальных обмоток реактора - токамака должна быть сверхпроводящей для уменьшения джоулевых потерь. При анализе системы импульсных обмоток их обычно также считают сверхпроводящи-

ми, хотя необходимость сверхпроводимости пска еще однозначно не установлена.

Мощность, необходимая для возбуждения и поддержания аксиального тока, может доставляться системами накопления и передачи энергии, причем большая часть энергии импульсного поля может быть возвращена прямым методом в конце цикла. Для накопления и возврата энергии могут быть использованы две системы: в одной применяются вставленные одна в другую сверхпроводящие катушки, запасющие магнитную энергию, в другой - сверхпроводящие униполярные генераторы, запасющие кинетическую энергию.

Отметим общие особенности работы реактора на основе токамака:

1. Собственный омический нагрев плазмы не сможет поднять ее температуру до точки зажигания, поэтому необходимо применять дополнительный нагрев: инъекцию нейтральных пучков; адиабатическое сжатие; ВЧ, СВЧ-нагрев. Возможно потребуется комбинация нескольких методов нагрева.

2. После поджига реактор-токамак будет работать в квазистационарном режиме (в циклически повторяющиеся фазы горения включены этапы введения топлива и удаления продуктов реакции). Введение топлива по-видимому будет осуществляться путем инъекции твердых шариков топлива в плазму, так как затратами мощности на эту операцию можно пренебречь. Удаление продуктов реакции будет производиться путем вывода зараженных частиц из плазменной камеры по отклоненным магнитным силовым линиям, создаваемым "диверторными" обмотками.

3. Длительность фазы горения ограничивается:

а. Охлаждением плазмы вследствие возрастания излучения, связанного с появлением в ней примесей.

"Примеси" - вещества с относительно большим Z , которые могут попасть в плазму из-за эрозии окружающих ее поверхностей;

б. Длительностью существования магнитного потока через центра Φ_M , который определяет длительность аксиального тока I_p . В конце фазы горения аксиальный ток прерывается, камера прочищается и снова заполняется топливом. Прерывание аксиального тока должно производиться контролируемым образом, чтобы предотвратить чрезмерную тепловую нагрузку на первую стенку. В последнее время рассматриваются способы стационарного поддержания аксиального тока в плазме I_p с помощью дополнительного нагрева (инъекция; ВЧ-, СВЧ-методы).

Энергия синтеза реактора-токамака практически может быть извлечена лишь с помощью теплового преобразователя.

Размеры системы удержания токамака требуют большого объема плазмы реактора. В то же время теория МГД-устойчивости показывает, что реактор-токамак будет работать при малых β , т.е. при сравнительно низких плотностях мощности синтеза. Поэтому учет капитальных затрат, необходимых для создания реактора-токамака, приводит к необходимости иметь высокий коэффициент загрузки (отношение времени горения ко времени всего цикла). Физические и экономические соображения показывают, что реакторы-токамаки не могут быть источниками энергии малой мощности.

В настоящее время токамаки работают лучше всех других систем удержания плазмы и при сравнительно простой конструкции обладают размерами, приемлемыми для термоядерного реактора. За последнее десятилетие концептуальные проекты реактора претерпели большие изменения в связи с появлением новых экспериментальных результатов и технических идей. В частности, в современных проектах заметно уменьшились размеры и вес различных компонентов реактора. Концепция реактора-токамака уже достаточно детально проработана не только со стороны физического обоснования, конструкторских и технологических разработок, но и в значительной мере изучен ее технико-экономический аспект. Примерно уже известен диапазон основных параметров, требуемых для создания конкурентоспособной энергоустановки, выявлены основные физические и инженерные проблемы и намечены пути их решения. Вместе с тем концептуальные разработки показали, что переход от физических экспериментальных установок к термоядерным станциям невозможен без создания испытательных термоядерных реакторов, предназначенных для отработки реакторной технологии и испытаний инженерного оборудования и материалов.

Основной установкой на этапе технической демонстрации должен быть термоядерный реактор *ITER-International Thermonuclear Experimental Reactor*, предназначенный для изучения режимов с реакторной плазмой и для отработки реакторной техники и технологии. *ITER* должен иметь все основные системы энергетической станции в законченном виде или в виде отдельных модулей. Таким образом, принципиальная структурная схема *ITER* будет практически совпадать со структурной схемой термоядерной станции. К настоящему времени уже сделана концептуальная проработка ряда проектов испытательного реактора-токамака, среди которых можно отметить международный проект ИНТОР. В таблице 3.2 приведены основные рабочие

параметры реакторов-токамаков ITER, ИНТОР и для сравнения - типичные значения из проектов 70-80 годов.

Таблица 3.2

Параметр	Старые проекты	ИНТОР	ITER
Большой радиус, R , м	10-13	5,2	6,0
Радиус плазмы a , м	2-5	1,2	2,15
Объем плазмы, m^3	830-6400	320	1100
Средняя плотность плазмы n , m^{-3}	$(0,5-2) \cdot 10^{20}$	$1,3 \cdot 10^{20}$	$(1,2-1,4) \cdot 10^{20}$
Средняя температура ионов T , кэВ	10-30	10	10
Магнитное поле на оси B_T , Тл	8-16	5,5	4,85
Ток плазмы I_p , МА	8-21	6,4	22
Выходная мощность синтеза, МВт	1000-5000	620	1000
Время удержания τ , с	1-10	1,5	4
Время горения, с	100-1000	≥ 200	> 200
Нейтронная нагрузка на первую отенку, МВт/ m^2	1-4	1,3	1
Мощность нагрева, МВт	10-100	75	145
Время нагрева, с	10	-	20
Управление оодержанием примесей	-	дивертср	дивертср

3.2. Уравнения баланса мощностей

В этом параграфе мы рассмотрим уравнения энергобаланса для получения технологических и экономических оценок моделей термоядерных реакторов, описанных в 3.1.

В обобщенном виде баланс мощностей реактора можно пояснить схематической диаграммой потоков мощностей (энергии), приведенной на рис.3.4.

В диаграмме использованы следующие обозначения:

- P_i - подводимая мощность (мощность, необходимая для инициирования и поддержания реакции в плазме);
- P_T - общая мощность ядерного энерговыделения;
- P_g - полная выходная электрическая мощность;

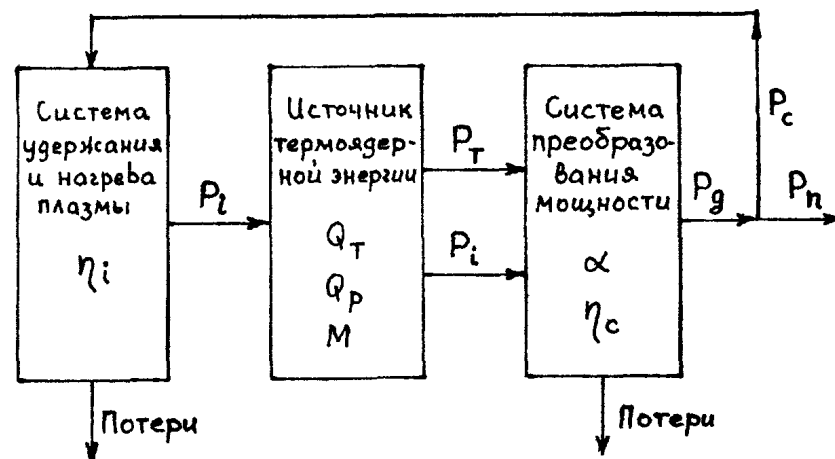


Рис.3.4

P_c - циркулирующая мощность (мощность, необходимая для систем удержания и нагрева плазмы);

P_n - полезная выходная электрическая мощность;

η_i - энергетический КПД, характеризующий систему удержания и нагрева. В эту систему могут входить устройства как с импульсным, так и с постоянным потреблением энергии;

η_c - энергетический КПД, характеризующий систему преобразования энергии. В нее могут входить устройства как прямого, так и теплового преобразования;

α - параметр, представляющий собой часть полного ядерного энерговыделения, которая может быть подвергнута прямому преобразованию. Величина α зависит от топливного цикла и от охемы удержания. Для цикла $D-T-Li$ $\alpha \leq 0,2$, так как прямому преобразованию можно подвергнуть только энергию α -частиц. Как уже упоминалось в 1.3, энергетические реакторы синтеза можно рассматривать, как усилители мощности потому, что к ним необходимо подводить энергию для создания уоловий, при которых топливо в реакторах синтеза будет выделять существенную энергию. Усиление мощности будем выражать параметром Q_T , называемым

полным коэффициентом усиления и равным отношению полной мощности ядерного энерговыделения к подводимой мощности

$$Q_T = \frac{P_T}{P_i} \quad (3.4)$$

Можно представить полный коэффициент усиления в виде двух сомножителей, один из которых определяется свойствами плазмы (Q_p - коэффициент усиления плазмы), а другой - конструкцией blankets (M - коэффициент усиления blankets)

$$Q_T = Q_p \cdot M \quad (3.5)$$

Коэффициент усиления плазмы Q_p зависит от охемы удержания и топливного цикла синтеза, но не зависит от конструкции blankets. Коэффициент M учитывает энергию, выделяющуюся в blankets при экзотермических реакциях, вызываемых нейтронами. Он по определению равен

$$M \equiv \frac{E_T}{E_f} \quad (3.6)$$

где E_T - полное ядерное энерговыделение на один акт синтеза (включая энергию, выделяющуюся в blankets),

E_f - ядерное энерговыделение на один акт синтеза (17,6 МэВ для реакции $D+T$).

При оценке технических следствий баланса мощностей мы будем исходить из следующих параметров:

$$\eta = P_n / P_T \quad - \text{ полного КПД реактора,} \quad (3.7)$$

S - условного показателя систем преобразования и накопления энергии (ПЭ), который равен отношению требуемых мощностей этих систем к полезной выходной электрической мощности реактора.

Полный КПД реактора η и условные показатели систем ПЭ зависят от эффективности преобразования энергии и параметров Q_p , α и M .

Для дальнейшего рассмотрения характерных особенностей каждой из схем реакторов и определения общей основы для их сравнения необходимо сделать следующие допущения:

1. КПД теплового преобразования η_c считается постоянной величиной и равен 40 %, все остальные КПД систем ПЭ считаются переменными величинами. Они будут оценены и будет выбран возможный рабочий диапазон их значений.

2. При анализе каждого типа реактора коэффициент усиления плазмы Q_p и доля непосредственно преобразуемой энергии α считаются заданными. Значения Q_p и α следуют из оптимальных характеристик плазмы.

3. Коэффициент усиления blankets M считается постоянной величиной, равной 1,2. Это значение типично для современных конструкций blankets, основанных на цикле $D-T-Li$.

4. При анализе не учитываются вспомогательные затраты энергии (затраты на охлаждение blankets, вакуумную откачку, криогенное охлаждение), так как считается, что они оставляют примерно одинаковую долю (около 5 %) от полной выходной электрической мощности в любой схеме реактора.

Реактор на основе лсвущки с магнитными пробками

Схема потоков энергии в модели ДМП приведена на рис.3.5. Характерными особенностями ПЭ для такого реактора являются инжектор нейтрального пучка и система прямого преобразования. Из этой схемы следует:

1. Энергия нейтрального пучка P_b , инжектируемого в плазму, полностью поступает в систему прямого преобразования. При этом мы пренебрегаем небольшой частью (примерно 1 %) энергии инжектируемого пучка, которая поступает на внутренние стенки реактора в результате процессов перезарядки в плазме.

2. Энергия, потерянная в системе прямого преобразования (КПД η_d), частично возвращается тепловым преобразователем (КПД η_t). В результате эффективный КПД $\eta_{d\text{eff}}$, учитывающий возвращение части энергии, поступающей в систему прямого преобразования, равен

$$\eta_{d\text{eff}} = \eta_d + (1 - \eta_d) \eta_t \quad (3.8)$$

Из рис.3.5 и выражения (3.8) следует

$$P_n = (P_b + \alpha P_T) \eta_{d\text{eff}} + (1 - \alpha) P_T \eta_t - (P_b / \eta_b) \quad (3.9)$$

где η_b - энергетический КПД системы инжекции нейтрального пучка.

Из соотношений (3.4), (3.7) и (3.9) получаем полный КПД реактора:

$$\eta = \left(\frac{1}{Q_T} + \alpha\right)\eta_{d\text{eff}} + (1-\alpha)\eta_t - \frac{1}{Q_T\eta_B}, \quad (3.10)$$

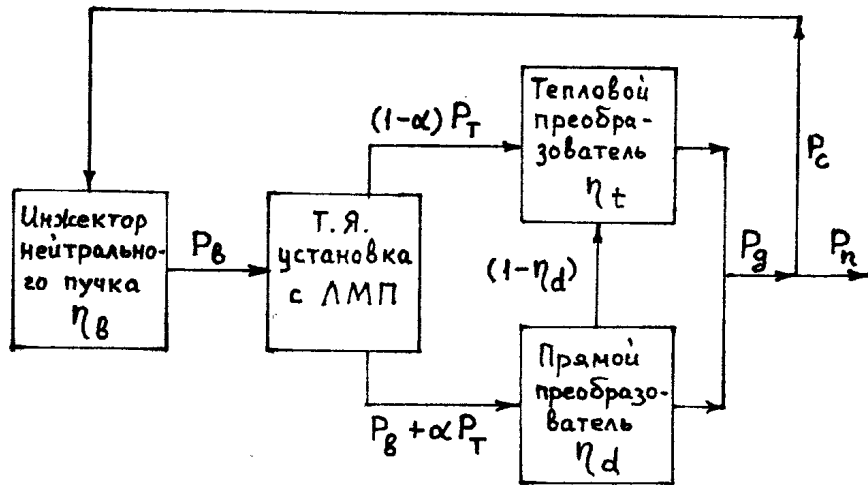


Рис.3.5

где полный коэффициент усиления Q_T равен

$$Q_T = P_T / P_B. \quad (3.11)$$

На рис.3.6 приведена зависимость полного КПД реактора η от КПД инжектора нейтрального пучка η_B и КПД системы прямого преобразования $\eta_{d\text{eff}}$. При этом мы принимаем, что $Q_T = 1,44$ (т.к. в выражении (3.5) $Q_P = 1,2$ и $M = 1,2$); $\alpha = 0,17$ (т.к. мы считаем, что вся энергия α -частиц поступает в систему прямого преобразования и $M = 1,2$); $\eta_t = 0,4$.

Условный показатель S_B системы инжекции нейтрального пучка равен

$$S_B = P_B / P_n = 1 / \eta Q_T. \quad (3.12)$$

На рис.3.7 приведены зависимости S_B и допустимой стоимости инжектора

C_B от η_B и $\eta_{d\text{eff}}$ (при $Q_T = 1,44$; $\alpha = 0,17$; $\eta_t = 0,4$).

При этом мы предполагаем, что для системы инжекции допустимы удельные капитальные затраты, равные 100 долларам США на 1 кВт полезной выходной электрической мощности (для системы прямого преобразования мы примем эквивалентные допустимые затраты).

Тогда допустимая стоимость инжекторной системы в долларах на 1 кВт мощности пучка, введенного в плазму, равна $C_B = 100 / S_B$. (3.13)

Эту формулу нужно рассматривать как оценку порядка величины затрат.

Условный показатель S_d системы прямого преобразования равен

$$S_d = \frac{P_B + \alpha P_T}{P_n} = \frac{1}{\eta Q_T} + \frac{\alpha}{\eta}. \quad (3.14)$$

Если принять, что при создании системы прямого преобразования допустимы удельные капитальные затраты в размере 100 долларов на 1 кВт выходной электрической

мощности, то допустимая удельная стоимость системы прямого преобразования в долларах на 1 кВт мощности, поступающей в эту систему, составит

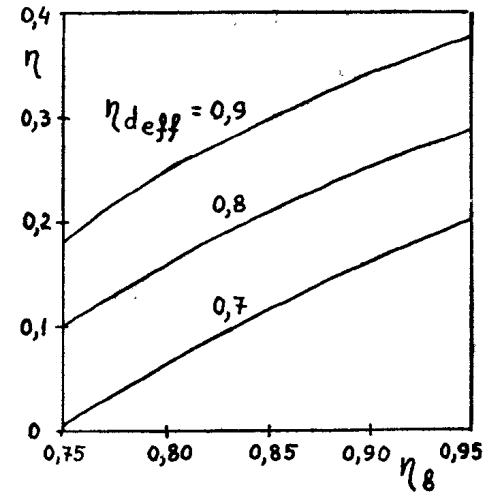


Рис.3.6

Тогда допустимая стоимость инжекторной системы в долларах на 1 кВт мощности пучка, введенного в плазму, равна $C_B = 100 / S_B$. (3.13)

Эту формулу нужно рассматривать как оценку порядка величины затрат.

Условный показатель S_d системы прямого преобразования равен

$$S_d = \frac{P_B + \alpha P_T}{P_n} = \frac{1}{\eta Q_T} + \frac{\alpha}{\eta}. \quad (3.14)$$

Если принять, что при создании системы прямого преобразования допустимы удельные капитальные затраты в размере 100 долларов на 1 кВт выходной электрической

мощности, то допустимая удельная стоимость системы прямого преобразования в долларах на 1 кВт мощности, поступающей в эту систему, составит

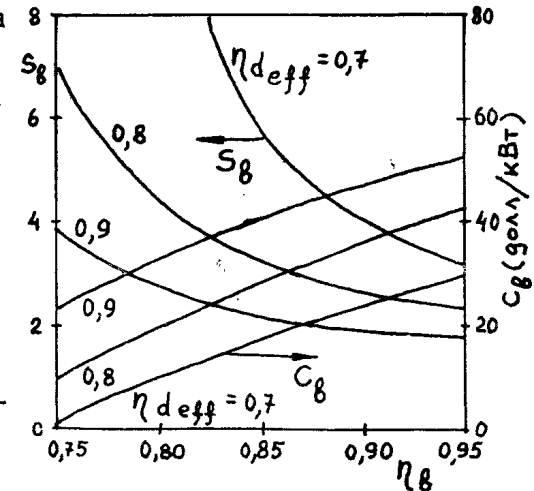


Рис.3.7

$$c_d = 100 / S_d \quad (3.15)$$

На рис.3.8 приведены зависимости величин S_d и C_d от параметров η_8 и $\eta_{d\text{eff}}$.

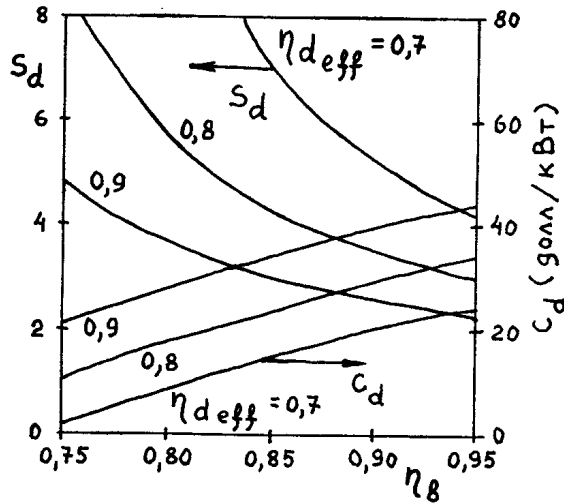


Рис.3.8.

Рассмотрим теперь КПД системы прямого преобразования энергии и системы инжекции нейтрального пучка.

Система прямого преобразования. В схеме электростатического прямого преобразования энергии частиц, ушедших из ЛМП, выполняют четыре операции:

1. Плазма поступает в магнитный расширитель, при этом одновременно уменьшается плотность плазмы и происходит преобразование вращательного движения частиц в поступательное.
2. Электроны отделяются от ионов.
3. Ионы замедляются электрическим полем и разделяются на группы по энергиям.
4. Медленные ионы обираются на высоковольтных электродах, образуя постоянный ток высокого напряжения, который нетрудно использовать.

Для разделения по энергиям можно использовать:

- а) Периодическую электростатическую фокусировку, задающую

траектории движения быстрых частиц при их замедлении.

б) Зависимость прохождения частиц через ленточные сетки, напоминающие калюзи, от угла между направлением скорости частицы и вектором электрического поля.

КПД первой из этих схем при больших энергиях ионов (больше 700 кэВ) и низких уровнях мощности доходит до 90 %. Однако при малых энергиях (коэффициент усиления плазмы Q_p имеет максимальное значение в области энергий 100-200 кэВ) и при больших мощностях, которые будут развиваться, КПД падает до 60-70 %.

Таким образом, КПД реально используемых систем прямого преобразования может быть ограничен значением 50-70 %. При $\eta_t = 40$ % полный КПД $\eta_{d\text{eff}}$ прямого преобразования может не превышать 70-80 %.

Инжектор нейтрального пучка. Наиболее перспективной является схема, основанная на ускорении и нейтрализации отрицательных ионов. Эта схема содержит четыре ступени:

1. Положительные ионы (D^+ или T^+) ускоряются.
2. Затем эти ионы проходят через камеру с паром щелочного металла, где около 20 % падающего пучка положительных ионов преобразуется в отрицательные ионы (D^- или T^-).
3. Отрицательные ионы ускоряются до требуемой энергии инжекции с принятым КПД системы ускорения $\eta_A \approx 92$ %.
4. Пучок ускоренных отрицательных ионов проходит через камеру нейтрализации, причем КПД системы нейтрализации η_N составляет примерно 70 %, если камера нейтрализации газовая, и примерно 90 %, если камера плазменная.

В этой схеме используется прямое преобразование для частичного возврата энергии заряженной части пучка и тепловое преобразование для частичного возврата потерь энергии на каждой ступени процесса.

При использовании схемы инжекции, основанной на ускорении и нейтрализации положительных ионов, КПД нейтрализации η_N будет составлять примерно 30 % в интересующем нас диапазоне энергий. С учетом использования прямого и теплового преобразователей результирующий КПД инжектора будет примерно 80 %.

Таким образом, ускорение и нейтрализация отрицательных ионов обеспечивает более высокое значение энергетического КПД. Причем КПД инжектора нейтрального пучка не превышает 85-90 %.

Увеличения КПД можно добиться, увеличивая значения η_N и η_A . В настоящее время проводятся исследования с целью повыше-

ния эффективности нейтрализации и ускорения. В частности, метод фотонейтрализации, основанный на фотоотделении электронов при взаимодействии пучка отрицательных ионов с лазерным лучом, позволяет (пока в лабораторных условиях) повысить эффективность нейтрализации до 95 %.

Проведенный анализ баланса мощностей позволяет сделать некоторые практические выводы об использовании ЛМП как источника электроэнергии. В качестве иллюстрации рассмотрим показатели баланса мощностей при $\eta_{def} = 0,8$ и $\eta_{\beta} = 0,9$.

1. Полный КПД реактора $\eta = 25\%$, что составляет примерно 60 % от принятой нами величины КПД теплового преобразования $\eta_t = 40\%$. Отношение η/η_t слабо зависит от величины η_t .

2. Требуемая мощность нейтрального пучка P_{β} примерно в 2,8 раза больше полезной выходной электрической мощности P_n . Таким образом, данный реактор вырабатывает около 175 МВт электрической мощности и требует 490 МВт в виде мощности инжектированного в плазму пучка.

3. Система прямого преобразования должна преобразовывать мощность, примерно в 3,5 раза превосходящую полезную выходную электрическую мощность.

Таким образом, возможности ЛМП как источника электроэнергии невелики, другими словами, даже в случае относительно оптимальных КПД системы прямого преобразования и инжектора нейтрального пучка полный КПД реактора низок по сравнению с КПД теплового преобразования.

Существует несколько вариантов улучшения характеристик ЛМП за счет оптимизации blankets по коэффициенту усиления энергии, использования других топливных циклов и замкнутых магнитных ловушек:

1. Коэффициент усиления blanketа M может быть значительно увеличен введением в него делящегося материала. В частности, при использовании подкритичного blanketа с ураном коэффициент усиления blanketа может быть доведен до 30. При этом требования к системам инжекции и прямого преобразования будут существенно ослаблены. Например, при $M = 30$ можно обойтись без системы прямого преобразования (вся энергия будет поступать в тепловой преобразователь с КПД $\eta_t = 40\%$) и при использовании инжектора с КПД 70 % полный КПД реактора может достичь 37 %.

2. Коэффициент прямого преобразования α может быть значительно увеличен выбором таких топливных циклов, в которых большая часть освобождающейся термоядерной энергии передается заряженным частицам. Однако расчеты показывают, что значение коэффициен-

та усиления плазмы Q_p , которое может быть получено при других топливных циклах, будет существенно ниже, чем в цикле $D-T-Li$. Например, в интервале температур, представляющих интерес для ЛМП (100-1000 кэВ), значения Q_p для цикла $D-D-^3He$ примерно в 5 раз меньше значения Q_p для цикла $D-T-Li$. Таким образом, другие топливные циклы могут фактически ужесточить требования к балансу мощностей по сравнению с циклом $D-T-Li$.

3. Низкий коэффициент усиления плазмы, присущий открытым ЛМП, может быть увеличен на порядок в тороидальной замкнутой системе ЛМП.

Реактор-токамак (РТ)

Схема потоков энергии в течение одного цикла работы реактора-токамака показана на рис.3.9.

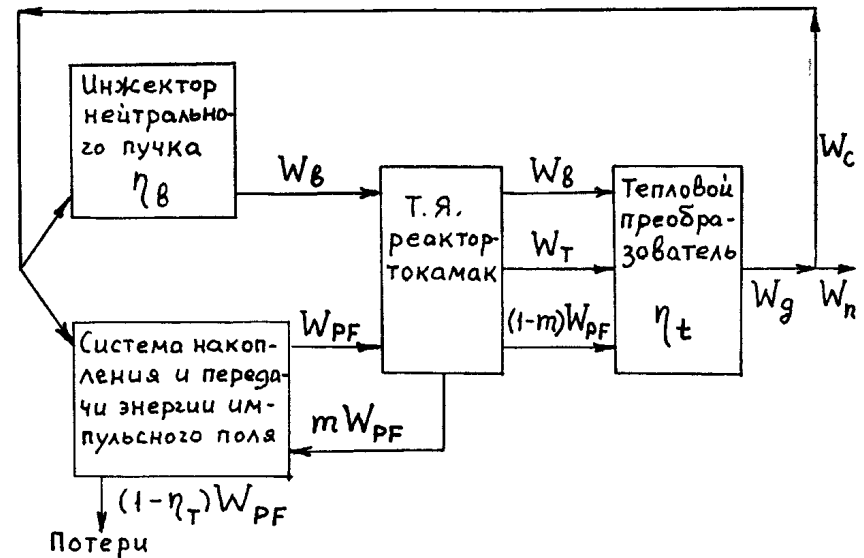


Рис.3.9

Полезная выходная электрическая мощность, усредненная за цикл, определяется временем пика t_c

$$P_n = W/t_c \quad (3.16)$$

В соответствии с рис.3.9, полезную выходную электрическую мощность можно выразить следующим образом

$$W_n = [W_g + W_T + (1-m)W_{PF}] \eta_t - [(W_g/\eta_g) + W_{PF} + (1-\eta_T)W_{PF}] + mW_{PF}, \quad (3.17)$$

где W_g - энергия, поставляемая системой инжекции нейтрального пучка с КПД η_g ;

W_T - полное ядерное энерговыделение;

W_{PF} - энергия, поставляемая системой накопления и передачи импульсного поля;

m - часть энергии импульсного поля W_{PF} , возвращаемая индуктивным способом в систему накопления и передачи энергии во время фазы выключения (реверсирования) аксиального тока;

η_T - КПД системы накопления и передачи энергии, питающей импульсное поле.

Энергия W_g , поставляемая инжектором нейтрального пучка, может быть записана как

$$W_g = P_g \cdot t_o, \quad (3.18)$$

где P_g - мощность нейтрального пучка, t_o - время работы инжектора нейтрального пучка (мы будем анализировать модель РТ с

$$P_g = 15 \text{ МВт и } t_o = 11 \text{ с}).$$

Полный КПД реактора $\eta = W_n/W_T$ может быть представлен в следующем виде:

$$\eta = [(1/Q_T) + 1] \eta_t - (R_g/\eta_g) - R_{PF} [1 + (1-\eta_T) - m(1-\eta_t)], \quad (3.19)$$

где $Q_T = W_T / (W_g + W_{PF})$ - полный коэффициент усиления, (3.20)

$$R_g = W_g / W_T, \quad (3.21)$$

$$R_{PF} = W_{PF} / W_T. \quad (3.22)$$

Для модели РТ с коэффициентом усиления blankets $M = 1,2$ эти параметры принимают следующие значения: $Q_T = 490$;

$$R_g = 5,8 \cdot 10^{-6}; \quad R_{PF} = 2,04 \cdot 10^{-3}.$$

Подставляя эти величины в (3.19), получаем, что $\eta \approx \eta_t$ при любых разумных предположениях относительно КПД инжектора нейтрального пучка и характеристик системы накопления и передачи

энергии импульсного поля.

Перечислим некоторые из этих предположений.

1. Если в инжекторе нейтрального пучка для возвращения термической энергии не используется ни прямое, ни тепловое преобразование, то КПД инжектора η_g будет составлять 60-80%.

2. Возможен индуктивный возврат приблизительно 80% энергии импульсного поля, т.е. представляется возможным получить $m \approx 0,8$.

3. По-видимому, возможен КПД передачи энергии импульсного поля $\eta \approx 90\%$.

Относительно большой полный КПД данной модели РТ является следствием большого коэффициента усиления плазмы в этой модели $Q_P = Q_T/M \approx 410$. Для достижения больших усилений энергии в токамаках важны два условия: небольшие энергетические расходы на подачу топлива и большие времена протекания реакции (горения), которые могут быть получены за счет удаления примесей. В данной модели реактора не учитываются энергетические расходы на подачу топлива и считается, что при удалении примесей может быть достигнуто время горения примерно 90 мин.

Рассмотрим теперь, к чему приводит учет энергетических расходов на подачу топлива и ограничение времени горения.

Энергетические затраты по подачу топлива. Предположим, что расход энергии на подачу топлива много больше, чем затраты энергии на создание импульсного поля. Положим, что топливо подается системой инжекции нейтрального пучка. Тогда $R_g \gg R_{PF}$ и $R_g \approx 1/Q_T$.

Полный КПД реактора при этом

$$\eta \approx [(1/Q_T) + 1] \eta_t - (1/Q_T \eta_g). \quad (3.23)$$

Так как считается, что мощность нейтрального пучка P_g потребляется в течение всего времени горения плазмы, то полный коэффициент усиления может быть записан как

$$Q_T = P_T / P_g, \quad (3.24)$$

где P_T - полное ядерное энерговыделение, равное

$$P_T = W_T / t_g, \quad (3.25)$$

где t_g - время горения.

На рис. 3.10 приведена зависимость η от отношения P_T/P_g при $\eta_g = 0,7$ и $\eta_t = 0,4$. Из рисунка следует, что для

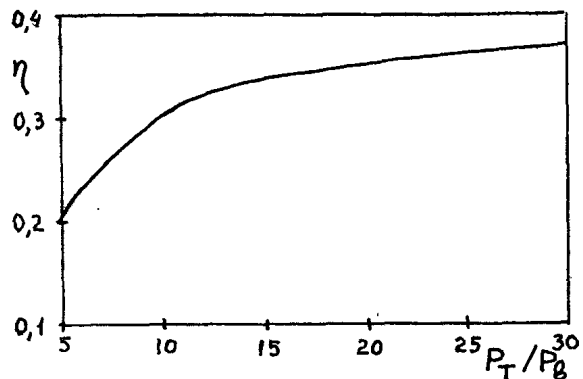


Рис.3.10

приемлемого КПД реактора η необходимо, чтобы расход энергии на подачу топлива не превышал примерно 10 % полного ядерного энерговыделения.

Ограничение времени горения. Если пренебречь расходом энергии на подачу топлива, то $R_{PF} \gg R_B$ и $R_{PF} \approx 1/Q_T$.
 Полный КПД реактора приблизительно равен

$$\eta = [(1/Q_T) + 1] \eta_t - \frac{1}{Q_T} [1 + (1 - \eta_T) - m(1 - \eta_t)]. \quad (3.26)$$

Полный коэффициент усиления можно выразить через время горения следующим образом

$$Q_T = 490(t_B/5400), \quad (3.27)$$

где t_B - время горения в секундах.

Отношение

$$f = \frac{t_B}{t_B + t_d} \quad (3.28)$$

называется коэффициентом нагрузки. t_d - время остановки за цикл. Для данной модели РТ это время составляет 400 с.

На рис.3.11 приведены зависимости η и f от t_B при $\eta_T = 0,9$; $m = 0,8$ и $\eta_t = 0,4$. Можно сделать вывод, что по-видимому, приемлемый КПД реактора может быть получен даже

о таком коротком времени горения, как 40 с. Однако при этом коэффициент нагрузки чрезвычайно низок, что экономически неприемлемо. Поэтому малое время горения в модели РТ потребует и времени остановки значительно меньше 400 с,

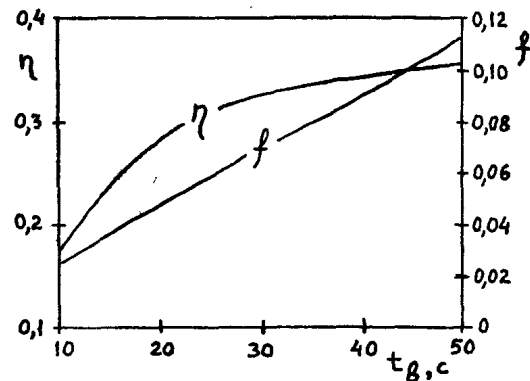


Рис.3.11

т.е. времени, принятого в данной модели РТ. Например, для того чтобы работа с временем горения около 40 с была экономически выгодна, необходимо, чтобы время остановки не превышало примерно 10 с. Это означает, что время нарастания (и спада) аксиального (продольного) тока должно быть порядка нескольких секунд (а не 100 с, как предполагалось в нашей модели РТ).

Из вышеприведенных соображений следует, что потенциальные возможности РТ как генератора энергии относительно велики. Полный КПД реактора близок к КПД теплового преобразования, и экономические ограничения для систем преобразования и накопления энергии (мощности) не чрезмерно жестки. Менее благоприятные рабочие характеристики получаются в том случае, когда затраты энергии на подачу топлива значительны и (или) когда достижимое время горения в основном ограничено накоплением примесей. Таким образом, возможность подачи топлива с малым расходом энергии и эффективность методов удаления примесей являются главными условиями жизнеопосредования схемы РТ.

Введение делящегося материала в бланкет ослабит экономические ограничения, налагаемые на систему импульсного поля. Однако, по-видимому, роль такого бланкета в балансе энергии РТ менее существенна, чем для ДМЦ. Поскольку у токамаков можно получить высокие значения Q_p , использование других топливных циклов сулит некоторый выигрыш полного КПД. Однако присущее схеме токамака малое значение β , а также относительно низкие плотности мощности термоядерной реакции других топливных циклов могут привес-

ти к экономической неаффективности этих циклов и тем самым воспрепятствовать их применению.

3.3. Общая схема термоядерного реактора

Рассмотрим общую схему термоядерного реактора с магнитным удержанием. На рис.3.12 изображена охема реакторной части, а на рис.3.13 - блок-схема инфраструктуры внешних элементов. Основные технические элементы являются общими для всех реакторов синтеза с магнитным удержанием плазмы.

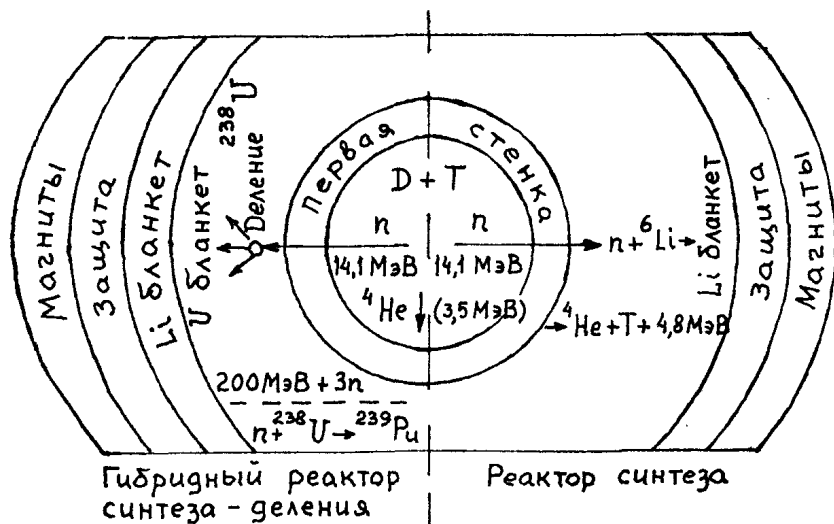


Рис.3.12

Основной круг технических вопроов, которые необходимо решить при конструировании D-T -реактора, связан с определением поведения материалов реактора при интенсивном облучении потоком нейтронов с энергией 14,1 МэВ. Следовательно, конструкция такого реактора должна существенно отличаться от конструкции реактора, в котором энергия выделяется в основном в форме кинетической энергии заряженных продуктов реакции (например, D-³He-реакции).

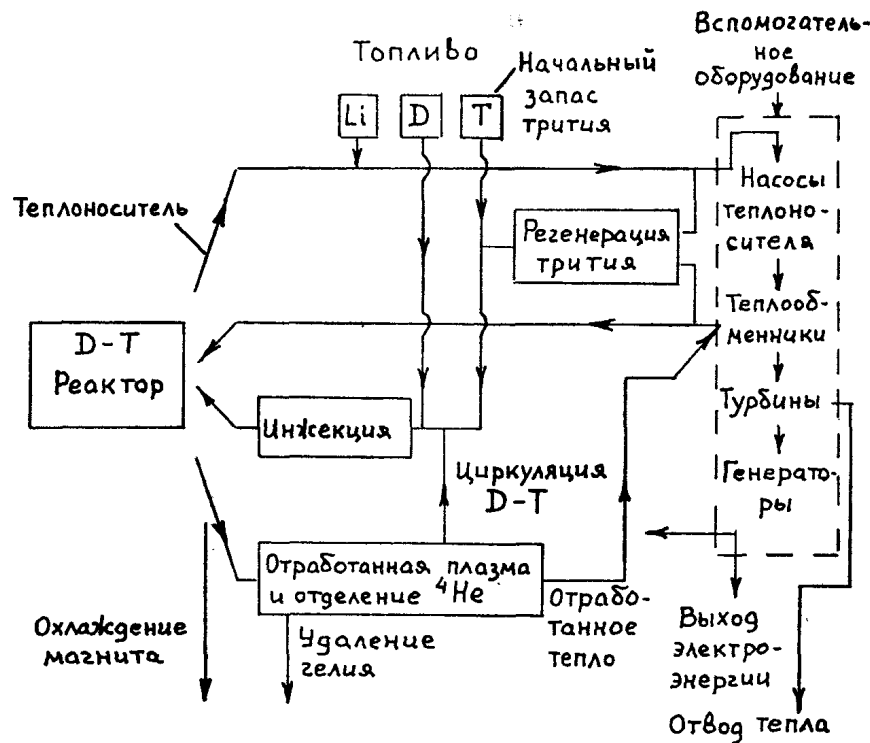


Рис.3.13

D-T -реактор должен преобразовывать кинетическую энергию нейтронов в полезную энергию и воспроизводить тритий, необходимый для реактора. Кроме того, в D-T -реакторе (как и в любом другом) должен быть обеспечен нагрев термоядерного топлива до высокой температуры и удержание плазмы в течение времени, представляющем интерес с экономической точки зрения. Одновременное удовлетворение этих требований представляет собой сложную инженерную задачу.

Рассмотрим общие требования, предъявляемые к магнитной системе; бланкету; I-й стенке бланкета; системам нагрева, инъекции и удаления отработанного топлива.

Магнитная система. Магнитное поле, необходимое для удержания плазмы, генерируется сверхпроводящими обмотками, размещенными с внешней стороны бланкета и имеющими эффективную защиту от высоких температур и интенсивных потоков нейтронов, возникающих в плазме. Такое размещение катушек приводит к необходимости создания магнитного поля в достаточно большом объеме. Создание та-

кого поля неизбежно связано с большими затратами, однако попытка разместить сверхпроводящие катушки ($T < 20\text{ K}$) вблизи плазмы ($T > 10^8\text{ K}$ + поток нейтронов) совершенно безнадежна.

В реакторах типа ДМП магнитные обмотки достаточно просты. Предпочтение отдается конфигурации обмоток типа "инь-ян" (рис. 3.2). В токамаках система тороидального магнитного поля должна состоять из большого числа равномерно расположенных катушек, причем возможно использование катушек как круглого, так и D-образного сечения (в последних могут быть несколько опущены кондуктивные требования благодаря уменьшению изгибающих моментов). Система сверхпроводящих импульсных обмоток в реакторах на токамаках будет работать с максимальной скоростью нарастания магнитного поля $(dB/dt) \sim 0,1\text{-}1\text{ Тл}$. Такие скорости не налагают существенных конструктивных ограничений. Сверхпроводящие магниты защищены от действия потока нейтронов и рентгеновского излучения защитным экраном. В проекте реактора ITER предполагается использовать 16 сверхпроводящих катушек (изготовленных из Nb_3Sn) для создания тороидального поля с индукцией 4,85 Тл на осях.

Бланкет выполняет несколько функций: внутри него происходит замедление и поглощение нейтронов, воспроизводство трития для использования в качестве топлива и нагрев жидкости, используемой в тепловом цикле. Только пятая часть энергии, вывобождаемой в D-T-реакции, уносится α -частицами (3,5 МэВ). Оставшаяся часть приходится на нейтроны (14,1 МэВ), которые свободно вылетают из плазмы на первую стенку и попадают в бланкет. Нейтроны с такой энергией обычно движутся около 10 см между соударениями с ядрами твердых и жидких веществ. При столкновениях нейтрон передает энергию атомам мишени, изменяя свою траекторию и отдавая тепло элементам бланкета. Теплоноситель, протекающий через бланкет, отводит тепло и передает его электростанции с теплообменниками, паровыми генераторами и турбинами, т.е. для преобразования тепловой энергии в электрическую используется тепловой цикл. Использование теплового цикла означает, что эффективность преобразования ограничена коэффициентом Карно и практически из-за отсутствия термостойких материалов составит около 60 % (для современных тепловых электростанций типичным является значение 40 % - эту величину мы рассматривали в качестве КПД теплового преобразования в § 3.2). Нейтронный поток ослабляется в бланкете с расстоянием, поэтому бланкет делается толщиной 0,6-0,8 м (для полного поглощения энергии нейтронов необходима толщина материала около 0,5 м).

Вторая функция бланкета - производство топлива для реактора. Как уже указывалось выше, тритий может быть получен при взаимодействии нейтронов с двумя естественными изотопами лития: ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. Коэффициент воспроизводства реактора (число тритонов, произведенных на каждый использованный тритон) зависит от особенностей конструкции реактора и может достигать значения 1,5.

Составными элементами бланкета являются несущая конструкция, теплоноситель и материал для производства трития. Основные кандидаты в конструкционные материалы бланкета - нержавеющая сталь, ферритная или высокомарганцевая сталь и сплавы ванадия; основные кандидаты на роль теплоносителя - вода, такие газы, как гелий, и жидкие металлы, в первую очередь, литий и его соединения (например, расплавленная соль Li_2BeF_4 , иногда называемая ФЛАЙБ). Жидкий литий привлекателен тем, что у него низкая точка кипения (180°C), хорошие теплопередающие свойства, хорошая химическая совместимость с большинством конструкционных сплавов. Кроме того, он одновременно может служить в качестве материала для производства трития (см. § 4.1).

В термоядерном реакторе существует возможность использовать нейтроны D-T-реакции для деления ${}^{238}\text{U}$ (который является отвалом современной ядерной энергетики) и производства ${}^{239}\text{Pu}$ -искусственного ядерного топлива для атомных реакторов на тепловых нейтронах. Одновременно это приводит к увеличению (примерно в 7 раз) энергетического выхода на одну термоядерную реакцию. Термоядерный реактор, в котором зона D-T-реакции окружена бланкетом, содержащим ${}^{238}\text{U}$, называется гибридным термоядерным реактором (ГТР) (рис. 3.12). В идеальном случае - в сплошном ${}^{238}\text{U}$ -нейтрон с энергией 14,1 МэВ вызывает примерно одну реакцию деления с выделением энергии приблизительно 200 МэВ. Таким образом, окружение зоны реакции бланкетом из урана приводит к увеличению мощности реактора в пределе более чем в 10 раз. В реальном урановом бланкете из-за потерь нейтронов при неупругих столкновениях с ядрами, входящими в состав первой отенки и других кондукций, коэффициент умножения мощности падает. Многократное усиление мощности урановым бланкетом в ГТР позволяет ограничиться относительно небольшой мощностью D-T-реакции и сравнительно низкими нейтронными и тепловыми нагрузками на первую отенку, что значительно упрощает технические проблемы, возникающие при создании экономически выгодного реактора. Кроме того, производительность по Pu в 6-10 раз превосходит производство

товарного Pu реактором той же мощности на быстрых нейтронах.

Первая стенка blankets термоядерного реактора отделяет blanket от зоны реакции. Она является стенкой вакуумной камеры, подвергается интенсивному облучению нейтронами (при этом она должна пропускать нейтроны с энергией $14,1 \text{ МэВ}$) и работает в условиях высоких температурных напряжений и эрозионного воздействия плазмы. Материалы, предназначенные для изготовления первой стенки, должны обеспечить высокую надежность и длительную работоспособность (так как замена ее связана с длительной остановкой реактора и со сложной дистанционной технологией демонтажа и монтажа в условиях высокой радиоактивности). То есть сами материалы должны обладать высокой радиационной стойкостью, а конструкция должна обеспечивать минимальный уровень технических и механических напряжений с большим запасом до предельных величин. В качестве материалов для первой стенки предлагаются нержавеющие аустенитные и ферритные стали, ванадиевые сплавы.

Кроме устойчивости к структурным повреждениям материал первой стенки должен обладать и другими свойствами:

1. Атомы этого материала не должны легко распыляться со стенки и загрязнять плазму;
2. Материал должен иметь по возможности малое Z , чтобы примесь его, попавшая в плазму, не приводила к большим потерям на излучение.

Вся энергия, получаемая от реактора для использования в тепловом цикле, должна переноситься через первую стенку нейтронами с энергией $14,1 \text{ МэВ}$ (при условии, что энергия α -частиц идет на нагрев поступающего топлива или по каким-либо другим причинам не приводит непосредственно к увеличению выходной электрической мощности). Нейтронные эффекты, связанные с топливным циклом синтеза, принято характеризовать величиной, называемой "нейтронная нагрузка стенки" (мощность, переносимая термоядерными нейтронами через единицу поверхности первой стенки). Таким образом, нейтронная нагрузка стенки является мерой интенсивности источника термоядерных нейтронов, отнесенной к площади первой стенки. Например, при синтезе дейтерия и трития возникают нейтроны с энергией $14,1 \text{ МэВ}$, и нейтронная нагрузка стенки, равная 1 МВт/м^2 (предполагаемая нагрузка в реакторе $ITER$), будет эквивалентна источнику термоядерных нейтронов с интенсивностью $4,43 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. При этом не следует путать интенсивность источника нейтронов с плотностью потока нейтронов на первой стен-

ке, который включает как нейтроны источника, так и отраженные и рассеянные в blankets нейтроны.

Кроме нейтронной нагрузки первая стенка подвергается воздействию тормозного и синхротронного излучений плазмы, а также рентгеновского излучения, возникающего при нейтронном облучении материалов в blankets. То есть проблема выбора материала первой стенки является наиболее важной при выборе материалов для постройки реактора в целом. При использовании других реакций, в которых энергия выделяется не в форме кинетической энергии быстрых нейтронов, проблема выбора материала первой стенки становится не такой острой, но сохраняются проблемы удержания плазмы и достижения очень высоких температур (см. 3.1).

Инжекция топлива и нагрев. Новая порция топлива (смесь дейтерия и трития) может быть вновь инжектирована в плазму по мере его "сгорания" в термоядерной реакции (либо в виде газа, либо в виде замороженных шариков - "Pellets"). Однако при этом использование топлива в виде газа будет неэффективным (т.е. топливо не будет достигать центральной области) вследствие ионизации вблизи границы. Шарик топлива из смеси D и T , инжектируемые с большой скоростью, будут достигать центральной области плазмы.

Нагрев топлива до температуры синтеза необходим независимо от того, какая используется реакция. В этом отношении реакция $D-T$ обладает преимуществом благодаря более низкой пороговой температуре. Кроме того, по крайней мере часть энергии синтеза, приходящаяся на долю α -частиц (ядер 4He), идет в конечном счете на разогрев плазмы, поскольку α -частицы заряжены и, следовательно, удерживаются магнитным полем. Эта энергия частично поглощается плазмой и может компенсировать радиационные потери, а также может быть использована для нагрева добавляемых порций холодного топлива. Для обеспечения самоподдерживающейся реакции необходим ввод мощности от систем дополнительного нагрева, сбалансированный ввод топлива с помощью замороженных шариков и использование энергии α -частиц - продуктов реакции (при $Q > 5$).

В других реакциях, таких как $D-^3He$, основная доля энергии выделяется в виде кинетической энергии заряженных частиц, что позволяет использовать системы прямого преобразования энергии.

В реакторах непрерывного действия в принципе существуют несколько различных способов нагрева плазмы:

- 1) омический нагрев;
- 2) нагрев о помощью инъекции нейтральных частиц;
- 3) высокочастотный (ВЧ) нагрев;
- 4) адиабатическое сжатие.

Омический нагрев происходит вследствие выделения в плазме мощности $I^2 R$ при пропускании через плазму большого тока I . Однако, по мере повышения температуры плазмы, сопротивление ее R уменьшается до такого значения (существенно меньшего, чем сопротивление меди), что дальнейший омический нагрев становится неэффективным. Оценки показывают, что о помощью одного омического нагрева температуру плазмы можно повысить лишь до нескольких кэВ. Таким образом, помимо омического нагрева необходимы дополнительные способы нагрева плазмы. Было предложено увеличивать сопротивление плазмы при высоких температурах путем создания в плазме турбулентности, которая приводит к увеличению эффективного числа соударений частиц в плазме, т.е. к росту ее сопротивления. Таким образом, турбулентность может сделать эффективным омический нагрев при высоких температурах. В то же время турбулентность может привести к ухудшению удержания плазмы.

В схеме нейтральной инъекции в плазму вводится пучок нейтральных атомов дейтерия и трития высокой энергии (см. 3.1, 3.2). Когда пучок попадает в плазму, происходит ионизация нейтральных частиц. В дальнейшем эти быстрые ионы замедляются при столкновениях и таким образом нагревают плазму. Оптимально разреженный пучок нейтральных частиц может переносить энергию, достаточную для нагрева плазмы, но не сможет обеспечить инъекцию топлива. Для обеспечения как нагрева, так и пополнения запасов топлива необходимы пучки нейтральных частиц высокой энергии и достаточно большой плотности. Получение пучков о определенным соотношением энергии частиц, мощности и тока представляет достаточно сложную техническую проблему. Для достижения требуемой глубины проникновения пучка в плазму энергия частиц в пучке должна лежать в пределах от 100 до 200 кэВ. Так как мощность нагрева плазмы должна быть не менее 100 МВт, то пучок, в котором частицы имеют энергию 200 кэВ, должен быть эквивалентен току 500 А при плотности тока до 1 А/см^2 . Это очень высокие требования по сравнению о возможностями обычных лабораторных ускорителей, в которых ток при энергии частиц 200 кэВ измеряется тысячными долями ампера. Поэтому для достижения необходимых мощностей применяется модульный принцип построения системы инъекции.

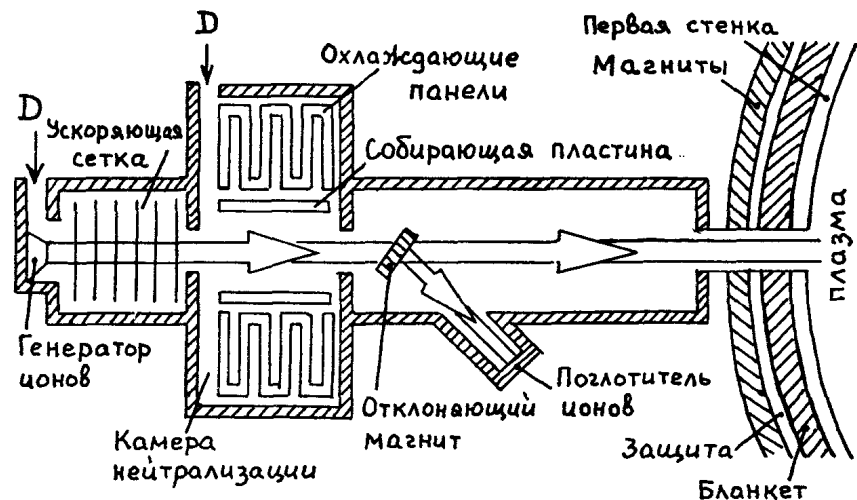


Рис.3.14

На рис.3.14 изображена одна из схем инъекции нейтральных частиц. С помощью высокочастотного плазменного генератора либо оильноточного разряда получается плазма, оостоящая из ионизованных атомов водорода или дейтерия. Ионы извлекаются из плазмы и ускоряются электрическим полем с помощью последовательности металлических электродов, которые формируют пучок. В результате получается пучок заряженных частиц, движущихся параллельно с одинаковыми скоростями. В камере нейтрализации, содержащей холодный газ нейтрального водорода или дейтерия, частицы "перезаряжаются", т.е. нейтрализуются, захватывая электроны у медленных нейтральных атомов. Медленные нейтральные атомы, превратившись в ионы, дрейфуют к стенкам камеры и захватываются собирающими пластинами. Пучок попадает в дрейфовую трубу, где небольшая доля быстрых ионов, оставшихся в пучке, отклоняется магнитом. Основной поток нейтральных атомов проходит через магнитное поле реактора, попадая в плазму. Подобным образом спроектирован отдельный модуль системы инъекции реактора ITER (мощности 8,3 МВт, энергия частиц 1,3 МэВ). Длина модуля 15 м, диаметр около 4 м. Вся система нейтральной инъекции реактора состоит из 9 таких модулей. Она должна оздавать пучок нейтральных частиц мощностью 75 МВт с энергией 1,3 МэВ.

В схеме высокочастотного нагрева плазма получает энергию за счет поглощения излучения в радиочастотном диапазоне. Высоко-частотный нагрев основан на резонансном взаимодействии радиоволн и частиц плазмы, в результате которого происходит преобразование энергии электромагнитных или электростатических волн в кинетическую энергию частиц. Здесь наибольшее внимание привлекают три частотных диапазона. Первый - от 5 до 100 МГц. В этом случае частота радиоволн совпадает с ионной циклотронной частотой и ее гармониками. Второй - от 1 до примерно 10 ГГц, когда частота радиоволн соответствует частоте флуктуаций плотности ионов в плазме. Третий - от 80 до 140 ГГц. В этот диапазон попадает циклотронная частота электронов плазмы. Все системы ВЧ-нагрева являются, по сути дела, передающими радиостанциями. Они имеют источник р.ч.-излучения, усилитель, линию передачи и возбуждающий элемент, расположенный на внешней или на внутренней стороне стенки плазменной камеры. Источник и усилитель представляют собой электронную лампу, клистрон или мазер в зависимости от частотного режима; линия передачи - это коаксиальный кабель или волновод; возбуждающим элементом служит антенна или волновод. Материал, из которого он сделан, должен быть выбран так, чтобы противостоять повреждающему действию нейтронов и других форм радиации, испускаемой плазмой. В дополнение к этому в линию передачи должно быть вставлено диэлектрическое окно, которое, пропуская радиоволны, будет препятствовать попаданию радиоактивного трития в систему. По сравнению с нейтральной инжекцией ВЧ-нагрев имеет то преимущество, что он основан на уже имеющейся технологии. Недостаток схемы ВЧ-нагрева обусловлен трудностью ввода излучения в плазму через бланкет в условиях, когда длина волны излучения слишком велика, чтобы использовать волновод. В реакторе ITER предполагается использовать 2 системы ВЧ-нагрева: первая - мощностью 20 МВт с частотой 120 ГГц и вторая - мощностью 50 МВт с частотой 5 ГГц.

Сжатие плазмы нарастающим магнитным полем также является одним из способов ее нагрева. В основном этот способ применим для импульсных реакторов, но может быть также использован на начальной стадии разогрева в реакторах квазинепрерывного действия. Нагрев за счет сжатия происходит следующим образом. По мере возрастания удерживающего магнитного поля магнитное давление на плазму также увеличивается. Увеличенное магнитное давление заставляет частицы двигаться вглубь плазмы и плазма сжимается. Кинетическая энергия этого направленного внутрь движения частиц в ре-

зультате столкновений с частицами плазмы быстро переходит в энергию хаотического движения и приводит к увеличению тепловой энергии плазмы.

Независимо от охемы нагрева основное внимание уделяется тому, чтобы процесс нагрева не приводил к развитию неустойчивостей, например, за счет отклонений функции распределения от максвелловской.

Удаление отработанного топлива. В дополнение к проблеме инжекции топлива в реактор возникает проблема удаления продуктов реакции из реактора. Необходимость удаления отработанного топлива (He) связана с тем, что его накопление в области взаимодействия приводит к увеличению потерь на тормозное излучение (вследствие увеличения эффективного значения Z) и резкому снижению энергетического баланса плазмы. В реакторе непрерывного действия требуется непрерывная "прокачка" топливной смеси через реактор и систему ее очистки и инжекции, причем отделение продуктов реакции должно происходить вблизи области взаимодействия при наличии высокой температуры и интенсивного потока нейтронов. Откачка $D-T$ смеси из области сильного магнитного поля сложна, она требует охлаждения и нейтрализации смеси, что происходит и само собой на стенке камеры, но воспользоваться этим трудно из-за малой скорости диффузии ионов поперек магнитного поля. Скорость откачки должна быть высокой (от 1 до 10 млн. литров в секунду), а вакуум, образующийся при этом в камере реактора, должен быть достаточно высоким, порядка 10^{-7} атм. Современные криосорбционные насосы, работающие при температуре жидкого гелия, имеют в этом плане наилучшие технические возможности.

Крионасосы представляют собой систему молекулярных сит, охлаждаемых жидким гелием до температуры 4 К. Сита окружены шеvronами, которые охлаждаются жидким азотом до температуры 77 К. Летучие газы, такие как водород, дейтерий и тритий, конденсируются на ситах. Менее летучие такие, как кислород, азот и метан, поглощаются шеvronами. Гелий тоже может быть захвачен, если разбрызгать жидкий аргон по поверхности насоса. Крионасосы имеют высокую скорость откачки, но требуют периодического удаления газов, которые были адсорбированы. Более того, адсорбция газов влечет за собой увеличение количества трития в реакторе. Чтобы избежать этих трудностей, были созданы устройства, поднимающие давление газа на входе в откачиваемый патрубок насоса.

Для этих целей можно воспользоваться потоком ионов больших

скоростей вдоль магнитных силовых линий, расположив на их пути лимитеры - охлаждаемые приемники плазменных потоков. Они преобразуют плазменный поток в нейтральный газ, откачиваемый насосами из области вблизи лимитера. При этом возникают две проблемы: 1) охлаждение приемных пластин, на которых тепловые потоки достигают значений порядка kBt/cm^2 ; 2) эрозия пластин под действием мощных потоков быстрых частиц, сопровождающаяся выходом в плазму стравляющих ее продуктов эрозии. Эрозия пластин сильно зависит от температуры плазмы вблизи их поверхности, так как с ростом

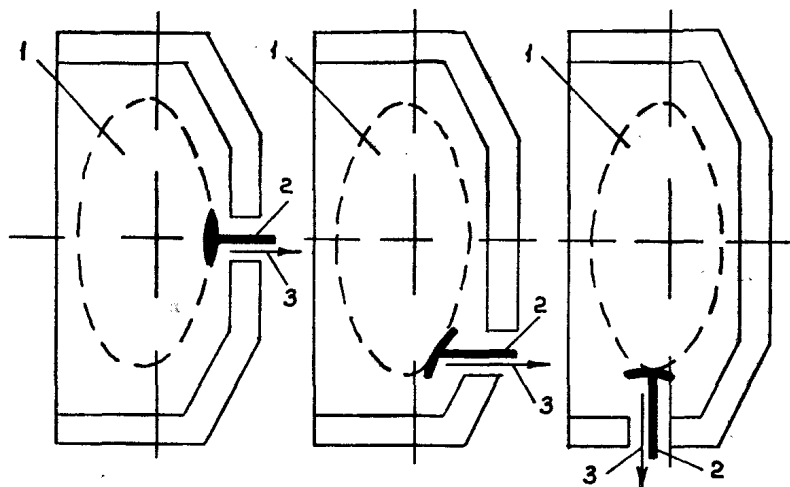


Рис.3.15

энергии частиц растет их расширяющее воздействие, и, кроме того, вблизи поверхности возникает электрический потенциал $e\varphi \sim 3T_e$, ускоряющий положительно заряженные частицы, в том числе ионизованные продукты эрозии. В последнем случае возникает особенно острое "самораспыление". Такой лимитер может располагаться непосредственно в камере реактора на периферии плазменного шнура (откачиваемый лимитер). В этом случае, однако, тепловые потоки и эрозия особенно велики. На рис.3.15 показаны схемы расположения лимитера, предложенные для проекта ИНТОР (1 - плазма, 2 - лимитер, 3 - откачиваемый нейтральный газ).

Приемные пластины можно расположить в соседней с основной камерой объеме, куда плазменные потоки выводятся за счет образо-

вания специальной "диверторной" конфигурации магнитного поля (магнитный дивертор). На рис. 3.16 изображена схема поперечного дивертора для проекта ИНТОР (1 - внутренняя пластина, 2 - внешняя пластина). Дивертор "снимает" внешний слой плазмы и с помощью специальной конфигурации магнитного поля выводит снятый слой из области взаимодействия, после чего происходит нейтрализация, сбор и очистка частично израсходованного топлива для дальнейшего использования в реакторе. На рис.3.17 схематично показаны различные диверторные конфигурации магнитного поля, позволяющие выводить плазму из области взаимо-

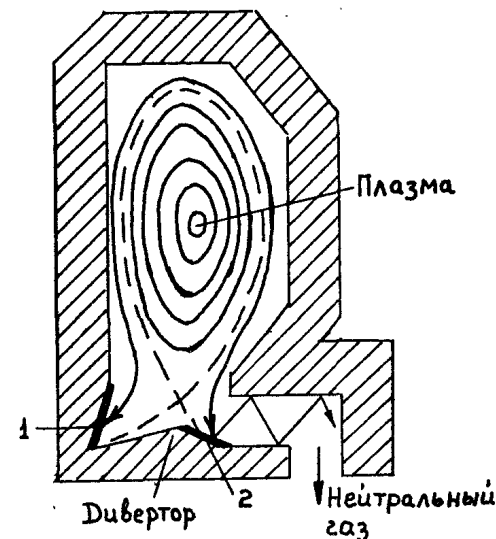


Рис.3.16

действия, после чего происходит нейтрализация, сбор и очистка частично израсходованного топлива для дальнейшего использования в реакторе. На рис.3.17 схематично показаны различные диверторные конфигурации магнитного поля, позволяющие выводить плазму из области взаимо-

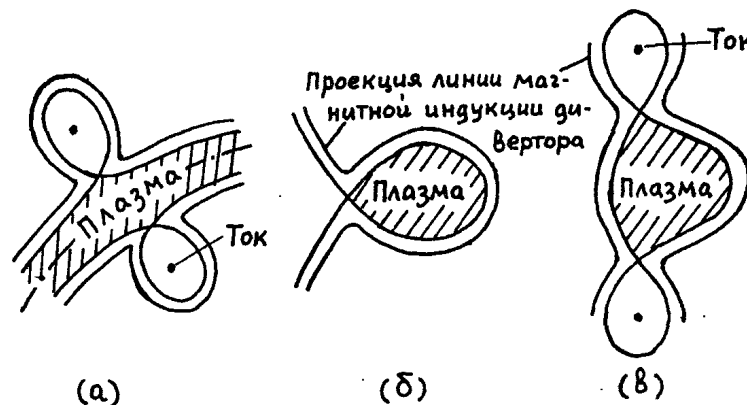


Рис.3.17

действия: (а) - торсидальный дивертор (вид сверху); (б) - однонулевой поперечный дивертор (ток не показан); (в) - двухнуле-

вой полойдальный дивертор. Дивертор требует дополнительного объема внутри тороидальных катушек и дополнительных обмоток с током, близким к току плазмы I_p , что усложняет конструкцию реактора, хотя эти же обмотки служат и для образования вытянутого по вертикали профиля плазменного шнура. Условия работы приемных пластин могут быть облегчены, а вероятность проникновения продуктов эрозии в основную камеру снижена за счет торможения плазменных потоков самим нейтральным D-T-газом при достижении им определенной плотности в диверторной камере. Таким путем можно понизить температуру плазмы вблизи пластин до уровня $T \sim 10$ эВ, что ниже порога распыления многих материалов.

3.4. Оценка конструкционных параметров термоядерного реактора и его выходной электрической мощности

В D-T-реакторе энергия ионов дейтерия и трития достигает величины примерно 10 кеВ, а максимальные энергии α -частиц и нейтронов составляют соответственно 3,5 и 14,1 МеВ. Оценим тепловую нагрузку первой стенки реактора P_w .

Корпускулярные потоки D и T, имеющие энергию порядка десятков килоэлектронвольт, приводят к объемным явлениям в материале первой стенки не могут, поскольку их пробеги составляют величины порядка 1000 А. Эти частицы вносят существенный вклад в развитие поверхностных и тепловых явлений в материале. Наиболее важными поверхностными эффектами являются распыление и блистеринг (образование газовых пузырьков вблизи поверхности). Эрозия поверхности первой стенки вследствие блистеринга существенна в первый период работы реактора, но в дальнейшем она снижается и наибольший вред приносит эрозия за счет распыления. Скорость эрозии составляет около 1 мм/год.

Роль α -частиц, являющихся продуктом реакции синтеза, во многом схожа с ролью частиц D и T. Следует отметить, что дивертор является весьма эффективным способом борьбы со излишком большими значениями корпускулярных потоков на первую стенку. Оценим тепловую нагрузку на первую стенку за счет корпускулярных потоков

$$P_\alpha = q \frac{V}{S} E_\alpha = \langle \epsilon v \rangle n^2 r_w E_\alpha.$$

где $q = \langle \epsilon v \rangle n^2$ - скорость термоядерной реакции; $\langle \epsilon v \rangle \approx 10^{-16}$ см³/с; $n \approx 10^{14}$ см⁻³; $V = S(2r_w)$ - объем тора; S - площадь его поверхности; $r_w \approx 10^2$ см - радиус первой стенки; $E_\alpha \approx 3,5$ МеВ.

При таких значениях параметров тепловой поток на первую стенку во время работы реактора составляет около 10 Вт/см². При этом в токамаке тепловой поток является пульсирующим. Частота повторения характеризуется длительностью рабочего цикла 10^2-10^3 с при полном числе повторения циклов за время эксплуатации более 10^6 . Типичная величина циклирующей тепловой нагрузки 25 Вт/см².

Оценим теперь влияние нейтронов с энергией 14,1 МеВ на первую стенку реактора. Нейтронная нагрузка на первую стенку P_n - это величина энергии, переносимой ежесекундно через единицу поверхности нейтронами с энергией $E_n = 14,1$ МеВ

$$P_n = q \frac{V}{S} E_n = \langle \epsilon v \rangle n^2 r_w E_n \approx 1 \text{ МВт/м}^2.$$

Этой величине соответствует поток нейтронов около 10^{14} нейтр/(см²с). Однако из-за отражения, рассеяния и замедления нейтронов на первую стенку воздействует поток нейтронов, характеризуемый целым спектром энергий.

Оценим мощность, приходящуюся на единицу объема реактора P_D . На рис.3.18 изображено поперечное сечение реактора тороидальной геометрии. Обозначения: R - большой радиус тора, r_w - радиус первой стенки, t - толщина бланкета в радиальном направлении, s - толщина обмоток магнита в радиальном направлении, r_c - расстояние от главной оси тора до обмоток магнита, $R = r_w + s + t + r_c$. Мощность, приходящаяся на единицу объема реактора P_D , может быть рассчитана как отношение мощности $2\pi r_w \ell P_w$, приходящейся на элемент длины ℓ первой стенке, к соответствующему элементу объема тора $\pi(r_w + t + s)^2 \ell$

$$P_D = \frac{(2\pi r_w) \ell}{\pi(r_w + t + s)^2 \ell} P_w = \frac{2r_w}{(r_w + t + s)^2} P_w. \quad (3.29)$$

где P_w - тепловая нагрузка на первую стенку.

Величину $t+s$ можно считать независимой от радиуса первой стенки r_w , так как толщина бланкета t в основном определяется требованием обеспечения полного поглощения нейтронов, а толщина слоя магнитных обмоток s в основном зависит от

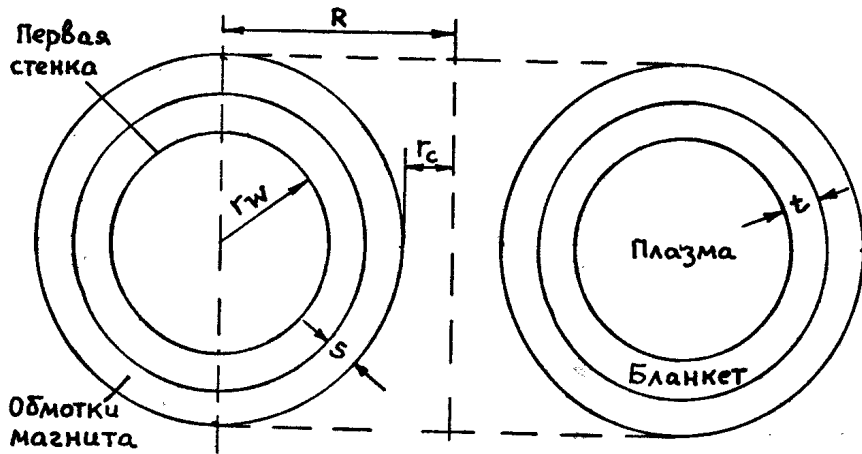


Рис. 3.18

толщины теплоизолирующего материала, необходимого для изоляции сверхпроводящих обмоток от горячего blankets.

При заданном значении $t + s$ (определяемом овойствами материалов) плотность мощности P_D можно максимизировать по r_w . Выбор максимального P_D при заданном P_W позволяет уменьшить объем магнитного поля, необходимый для получения заданной выходной мощности и, следовательно, снизить затраты на постройку дорогостоящей магнитной системы. Представление о остающихся стоимости опытного реактора можно получить из данных, полученных по международному проекту ИНТОР и другим проектам, приведенным в табл. 3.3. В ней показаны затраты на системы реактора в долях от общих прямых затрат (%).

Таблица 3.3

Камера, blanket, охлаждение	Электромагниты о питанием	Тритиевые системы, циркуляция топлива	Нагрев плазмы о питанием	Контроль, управление	Сооружения
15	40	5	13	5	13

Полагая $dP_D/dr_w = 0$ в формуле (3.28), находим, что P_D достигает максимального значения при $r_w = t + s$. При $t = 1,25$ м и $s = 0,5$ м независимо от P_W оптимальное значение r_w соответствует $t + s = 1,75$ м.

Вычислим среднюю плотность мощности по формуле (3.29) при следующих значениях параметров: $t = 1,25$ м; $s = 0,5$ м;

$$r_w = 1,75 \text{ м}; P_W = 4 \text{ МВт/м}^2$$

$$P_D \approx 1,1 \text{ МВт/м}^3.$$

Средняя плотность мощности, переучитанная на объем, ограниченный первой стенкой реактора (а не на весь объем тора), равна $4,5 \text{ МВт/м}^3$. При реальных значениях радиуса плазмы плотность мощности в ней (выделяемая тепловая энергия, деленная на объем плазмы) оставляет около 9 МВт/м^3 . Это значение не слишком сильно отличается от упомянутого выше значения 40 МВт/м^3 (2.1), которое оказалось несколько завышенным для реакторов непрерывного действия.

Площадь первой стенки равна приблизительно $(2\pi r_w)(2\pi R)$, следовательно тепловая мощность на выходе составляет

$$P_T = 4\pi^2 r_w R P_W. \quad (3.30)$$

Эта мощность минимальна при $r_c = 0$, т.е. при минимальном R . Однако практически невозможно создать удовлетворительно работающую магнитную систему при $r_c = 0$, так как необходимо пространство для систем инжекции и охлаждения, вакуумной системы и т. д., т.е. по практическим соображениям минимальное значение r_c составляет около 4 м. Используя это значение, получаем тепловую мощность $P_T \approx 2100 \text{ МВт}$. Если эффективность преобразования тепловой энергии в электрическую равна примерно 40 %, то выходная электрическая мощность составляет около 840 МВт.

Тепловая нагрузка первой стенки P_W определяет не только выходную мощность реактора, но также плотность плазмы n ее температуру T и координатным образом величину удерживающего магнитного поля.

Чтобы выяснить, как это происходит, рассмотрим небольшой сектор длиной l (по окружности) тороидального реактора. Мощность, производимая в этом секторе, равна произведению плотности термоядерной мощности P_f , выделяемой в плазме (соотношение (1.5)), на объем плазмы в секторе $(\pi r_p^2)l$:

$$P_{\text{сектор}} = (\pi r_p^2) l P_f,$$

где r_p - радиус плазмы.

P_f является некоторой функцией $g(n, T)$ температуры и плотности (рис. 1.6). Выражение для тепловой нагрузки на первую стенку можно получить, разделив $P_{\text{сектор}}$ на площадь боковой поверхности сектора $(2\pi r_w)l$:

$$P_W = \frac{g(n, T)}{2} \frac{\Gamma_p^2}{\Gamma_W} \quad - 66 -$$

или учитывая, что $\Gamma_p \leq \Gamma_W$, имеем

$$P_W \approx \frac{1}{2} g(n, T) \Gamma_W.$$

Величина Γ_W выбрана равной $t + s$, чтобы оптимизировать плотность мощности в реакторе. Таким образом, требуемое значения P_W можно получить лишь за счет выбора подходящих значений T и n . Предположим, что существует некоторое максимальное кинетическое давление плазмы, выше которого нельзя осуществить удержание плазмы в реакторе (что вполне естественно из-за механических нагрузок или, например, технологических или экономических ограничений величины области магнитного поля). Тогда можно записать:

$$P_{max} \geq p = k(n_e T_e + n_i T_i) \approx 2nkT.$$

Таким образом, при этом предположении допустимая плотность частиц $n \sim 1/T$. Из соотношения (1.5) следует, что плотность мощности, выделяемой в результате термоядерных реакций синтеза, равна $P_f = n^2 f(T)$, где $f(T)$ - некоторая функция температуры. Используя предыдущее выражение, получим

$$P_f = \left(\frac{P_{max}}{2k} \right)^2 \frac{f(T)}{T^2},$$

т.е. при заданном значении P_{max} (при заданном напряжении) зависимость плотности мощности P_f от температуры определяется множителем $f(T)/T^2$. Для реакций D-T функция $f(T)/T^2$ имеет максимум при $T \approx 10$ кэВ (см. рис.3.1). Таким образом, при заданном значении P_W мы максимизируем P_f , выбирая $T \approx 10$ кэВ. При этом значение n определяется по известным значениям T и P_{max} (или P_W). То есть значения P_{max} и P_W эффективно определяют T и n . Определенная таким способом температура лежит в диапазоне, соответствующем минимуму порогового значения $n\tau$ (см. 1.3).

Дальнейшие требования к плазме и магнитному полю связаны с достижением необходимого времени удержания τ . За время τ в результате реакций синтеза должна выделиться энергия, необходимая для поддержания непрерывной работы реактора, и, кроме того, дополнительная энергия для использования. Следовательно, время

удержания должно превышать пороговое значение τ , определяемое критерием Лоусона. Время удержания возрастает как при увеличении магнитной индукции удерживающего поля, так и при увеличении размеров плазмы (так как оредний путь, проходимый частицей до выхода из области взаимодействия, увеличивается). Время удержания зависит также от температуры плазмы и ее плотности. Однако, поскольку Γ_p , T , n определены при выборе оптимального значения P_W , для получения требуемого времени удержания (и выходной мощности) необходимо соответствующим образом выбрать величину удерживающего магнитного поля. Следовательно, магнитное поле косвенным образом зависит от P_W . Увеличение магнитного поля ограничено экономическими и технологическими соображениями, поэтому важно добиваться увеличения τ за счет подбора конфигурации магнитного поля и других параметров поля и плазмы с целью подавления неустойчивостей и связанных с ними потерь энергии. При выполнении этих требований, доминирующим при конструировании реактора является выбор материала первой стенки и blankets, определяющий значение P_W .

Требуемая величина магнитного поля уменьшается, если радиус плазмы превышает $t + s$ при фиксированных прочих параметрах плазмы. Чтобы при увеличении радиуса плазмы P_W осталось неизменным, следует некое количество увеличить радиус стенок. Это обусловлено тем, что интенсивность излучения участка плазмы длиной ℓ пропорциональна Γ_p^2 (пропорциональна объему плазмы при фиксированном ℓ). Увеличение Γ_W приводит к уменьшению средней плотности мощности в реакторе и, следовательно, к некоторому росту затрат на его строительство. Однако результирующее уменьшение магнитного поля стремится снизить эти затраты. Какой из этих двух факторов оказывается доминирующим, зависит от того, что требует больших затрат: создание сильного поля в небольшом объеме или сравнительно слабого поля в увеличенном объеме.

В табл.3.4 приведены основные конструкторские параметры токамаков и тороидальных реакторов, полученные по оценкам, приведенным в этой главе.

Таблица 3.4

Параметр	Значение параметра	Диапазон изменений параметра	Единицы измерений
Γ_w	1,75	1,0-2,0	м
$\Gamma_w + s + t$	3,5	2,0-4,0	м
R	7,5	3,5-12,5	м
P (тепл.)	2,1	2,7-6,0	ГВт
P (эл.)	0,8	0,8-2,3	ГВт
n	$5 \cdot 10^{20}$	$10^{20} - 10^{21}$	м ⁻³
T	10	10-20	кэВ
B	7	4-17	Тл
n τ	$> 10^{20}$	$(1,7-14)10^{20}$	м ⁻³ с
$\beta = (2nkT)/(2\mu B^2)$	0,06-0,11	-	-
Плотность мощности	4,5	-	МВт/м ³

3.5. Принципиальная схема термоядерной электростанции

На рис.3.19 изображена принципиальная схема термоядерной электростанции (ТЯЭС), основные элементы которой рассмотрены в этой главе. В состав комплекса ТЯЭС входят: реактор, системы его технологического и инженерного обеспечения, а также здания и сооружения.

Перечислим основные структурные элементы ТЯЭС (по данным имеющихся в настоящее время отечественных и зарубежных концептуальных проектов):

1). Здания и сооружения:

- а) здание реактора с защитой,
- б) энергетический корпус с подстанцией и ЛЭП,
- в) криогенный корпус,
- г) корпус систем управления и центрального вычислительного комплекса,
- д) технологический корпус,
- е) генераторный зал,
- ж) строительная база,
- з) сооружения социально-бытового назначения.

2). Криогенная система:

- а) гелиевая система,
- б) азотная система.

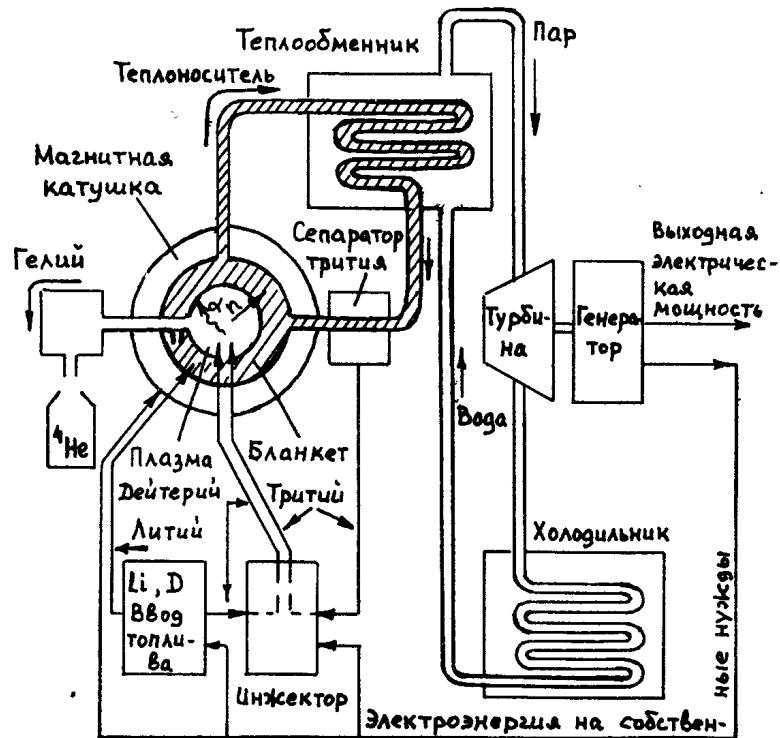


Рис.3.19

3). Вакуумная система:

- а) откачка вакуумной камеры;
- б) откачка средств нагрева плазмы;
- в) откачка технологических систем.

4). Система питания (СП):

- а) СП обмоток тороидального поля;
- б) СП обмоток полоидального поля;
- в) СП нагрева плазмы;
- г) подстанция собственных нужд и технологии.

5). Система нагрева плазмы:

- а) ВЧ-нагрев;
- б) инжекторы.

6). Система обеспечения топливом:

- а) хранение и подготовка трития;
 - б) бланкет-тритиевый контур;
 - в) плазма-тритиевый контур;
 - г) уран-плутониевый контур;
 - д) система подготовки газов и инъекции топлива.
- 7). Система преобразования энергии:
- а) турбогенераторный корпус;
 - б) подотанция.
- 8). Система управления и диагностики:
- а) центральный вычислительный комплекс;
 - б) управление плазмой;
 - в) управление технологическими системами.
- 9). Система технологического обеспечения:
- а) оборудование дистанционного обслуживания;
 - б) обслуживание средств нагрева плазмы;
 - в) ремонт и обслуживание технологических систем.
- 10). Реактор:
- а) обмотки тороидального поля;
 - б) обмотки полсидаального поля;
 - в) индуктор;
 - г) вакуумная камера;
 - д) дивертор;
 - е) бланкет и внутренняя защита;
 - ж) криостат.

4. ПРОБЛЕМЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ РЕАКТОРОВ

4.1. Тритий

Тритий - радиоактивный изотоп водорода с массовым числом 3. Ядро трития состоит из одного протона и двух нейтронов. Период полураспада 12,26 года. Тритий - чистый β -излучатель ($E_{\beta} = 0,018$ МэВ). Тритий образуется при бомбардировке дейтерием дейтериевой или бериллиевой мишени, а также при облучении лития нейтронами. Тритий образуется в небольших количествах в атмосфере (примерно 0,1-0,2 атсма на 1 см² земной поверхности в 1 с). Полу-

чившийся таким образом тритий соединяется с кислородом воздуха, образуя "сверхтяжелую" воду, и выпадает на землю вместе с дождями. В природной воде содержится около 10⁻¹⁸ трития по отношению к водороду. Тритий обладает высокой летучестью и проникающей способностью, т.е. именно он определяет радиационную опасность в аварийных ситуациях и при эксплуатации термоядерного реактора

Рассмотрим основные конструктивные проблемы, связанные с воспроизводством, герметизацией и извлечением трития. Воспроизводство трития. Требование воспроизводства трития означает, что бланкет должен содержать литий. Образование трития происходит за счет ядерных реакций (3.3), вызванных нейтронами ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ и ${}^7\text{Li}(n,n'\alpha)\text{T}$. Кроме среды, воспроизводящей тритий, бланкет в общем случае будет состоять из конструкционных материалов, теплоносителя и замедлителя нейтронов. В некоторых конструкциях предусматривается введение бериллия для воспроизводства нейтронов с помощью реакции $(n, 2n)$. В табл.4.1 указаны материалы, которые считаются перспективными для выполнения различных функций бланкета.

Таблица 4.1

Назначение	Материал
Воспроизведение трития	Жидкий литий Расплавы солей ($\text{Li}_2\text{BeF}_4, \text{LiF}$) Керамика ($\text{Li}_2\text{O}, \text{Li}_2\text{C}_2, \text{Li}_2\text{ZrO}_3, \text{Li}_2\text{SO}_3$) Соединения алюминия ($\text{LiAl}, \text{LiAlO}_2$) Сплавы (Pb-Li)
Конструкционный материал	Аустенитные хромоникелевые стали Ферритные стали Ванадиевые сплавы Аустенитные хромомарганцевые стали Алюминиевые сплавы Карбид кремния
Теплоноситель	Вода Жидкий литий Свинец Гелий Расплавы солей

Назначение	Материал
Замедлитель	Воспроизводящие материалы. Графит.
Размножение нейтронов	Бериллий. Свинец.

Необходимо отметить, что 1) один и тот же материал может выполнять несколько функций, например, жидкий литий может олужить воспроизводящей (третий) оредой, теплоносителем и замедлителем нейтронов; 2) интерео представляют как жидкие, так и твердые воспроизводящие материалы. Характеристики воспроизводства трития в бланкете должны быть такими, чтобы время удвоения трития ооглаосывалооь о требованиями роота производства электроэнергии (примерно 7-10 лет). Приближенная формула для времени удвоения трития имеет вид

$$T_2 \approx \frac{1,9 \cdot 10^{-3} \cdot E_{\text{вых}}}{P_{\text{уг}} (K_T - 1)}, \quad (4.1)$$

где T_2 - время удвоения в годах; $P_{\text{уг}}$ - удельная мощность реактора в тепловых мегаваттах на грамм заправки тритием (МВт/г запр.Т); $E_{\text{вых}}$ - энергетический выход в тепловых мегаватт-днях на грамм потребляемого трития (МВт-дн/г потр.Т)^{*}; K_T - коэффициент воспроизводства трития, т.е. число ядер трития, образующихся в бланкете на каждый нейтрон синтеза или, что то же самое, на каждый акт D-T -реакции.^x

В идеальном случае (источник 14-MeV нейтронов в бесконечной среде из природного ${}^7\text{Li}$) нейтрон успевает до своего замедления ниже порога реакции ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)\text{T}$ вызвать в ореднем 0,8 таких реакций и идеальный коэффициент воспроизводства трития в этом случае ооставляет $K_T = 1,9$.

Примем величину энергетического выхода ($E_{\text{вых}}$) равной 7,85 мегаватт-дней на грамм потребляемого трития. Эта величина получена исходя из полного выделения энергии 21,1 MeV в одном акте D-T слияния, считая, что коэффициент усиления бланкета

^xВ некоторых работах для определения времени удвоения трития используются (кроме K_T) время его распада и время выгорания, однако в результате получают те же количественные оценки, что и при использовании соотношения (4.1).

M равен 1,2 (см. 3.2). В реакторах деления $E_{\text{вых}}$ составляет около 1 МВт-дн. на грамм потребляемого топлива.

Значение $P_{\text{уг}}$ зависит от величины полной тритиевой заправки электростанции, которая включает: 1) плазму, 2) систему подпитки плазмы, 3) бланкет и связанную с ним систему извлечения трития, 4) систему приготовления топлива, 5) систему хранения топлива, 6) конотруционные материалы этих систем. Расчет содержания трития в каждой из систем может быть выполнен только на основе конкретных конструкций. Однако можно оделать некоторые общие заключения относительно содержания трития в этих системах. Рассмотрим электростанцию на 1000 МВт электрической мощности и оценим количество оодержащегося в ней трития:

1. Содержание трития в плазме не более одного грамма.

2. При электрической мощности 1000 МВт и полном КПД останции 30 % реактор будет потреблять около 0,4 кг трития в день (безвозвратно). Таким образом, система извлечения трития из бланкета (включая оам бланкет) должна пропускать поток трития, равный 0,4 кг/день. Содержание трития в связанной о бланкетом системе воспроизводства и извлечения трития изменяется в пределах 0,1-10 кг.

3. Если принять частичное выгорание топлива равным 5 %, то проток трития через систему подпитки плазмы ооставит около 8 кг/день. По оовременным требованиям, количество трития в этой системе находится в пределах 0,1-4 кг.

4. Если принять, что система приготовления топлива содержит запас трития на 1/3 дня, то ооответствующее его количество ооставит 0,1 кг.

5. Если система хранения трития рассчитана на 10 дней, то ооответствующее его количество ооставит около 4 кг.

6. Для сведения к минимуму влияния трития на механические свойства конотруционных материалов концентрация трития в этих материалах не должна превышать неоколькоих миллионных долей. Содержание трития в этих материалах будет менее 0,1 кг.

Таким ообразом, общее количество трития лежит в пределах 4-18 кг, а ооответствующая удельная мощность ооставляет 0,2-0,8 МВт/г. Примем для иллюстрации величину удельной мощности $P_{\text{уг}} = 0,5$ МВт/г. Для сравнения отметим, что оожидаемая удельная мощность бридеров деления ооставляет около 10^{-3} МВт на грамм делящегося вещества, т.е. требуемое количество топлива для термоядерных бридеров будет существенно меньше.

С учетом принятых значений для $P_{y9} = 0,5$ МВт/г и $E_{6,11x} = 7,85$ МВт.дн/г получим время удвоения трития в годах

$$T_2 = \frac{3,0 \cdot 10^{-2}}{(K_T - 1)} \quad (4.2)$$

Из (4.2) следует, что коэффициент воспроизводства K_T , лишь немногим превышающий единицу, дает время удвоения трития около 10 лет. На начальной стадии использования термоядерного реактора (пока будет ощущаться нехватка трития) желательно иметь время удвоения порядка 1 года. Для этого необходимо иметь значение $K_T \approx 1,1$.

Современные конструкции blankets дают расчетные значения K_T в пределах 1,28-1,51. В некоторых конструкциях используются добавки бериллия и обогащенного 6Li . Однако приведенные значения K_T могут быть завышены на 10-20 % по сравнению с действительными из-за неточности данных о ядерных сечениях и неточности одномерной геометрической модели, использованной для расчетов. Кроме того, необходимо выполнить оптимизацию конструкции blankets для реализации условий лучшего воспроизводства трития.

Герметизация трития. Герметизация трития в blankets и связанных с ним системах должна удовлетворять двум основным требованиям: 1) выделение трития в окружающую среду при нормальных рабочих условиях должно быть как можно ниже, 2) конструктивные меры аварийной защиты должны гарантировать минимальное выделение трития в окружающую среду в случае аварии.

Из этих требований вытекает, что содержание трития в blankets и связанных с ним системах должно быть минимальным. Так как требования аварийной защиты детально не исследованы, мы рассмотрим только герметизацию трития при нормальных рабочих условиях.

Тритий при повышенной температуре с большой скоростью проникает через большинство металлов и может диффундировать через стенки объема хранения, трубы откачки и трубы теплообменника, входящие в blanket и связанные с ним системы. Есть два основных пути, по которым тритий при нормальных рабочих условиях может попасть в окружающую среду: 1) через стенки кожуха blankets и трубы откачки - в окружающую среду; 2) через систему теплоносителя - в контур первого цикла (сквозь стенки труб теплообменника). Другими путями утечки можно пренебречь по следующим причинам: 1) элементы системы подпитки плазмы тритием в нормальных условиях будут находиться при относительно низких температурах, поэтому диффузия трития через стенки этой системы будет малой;

2) некоторая часть воспроизведенного трития может диффундировать через первую стенку blankets в реакторную камеру, однако этот тритий попадает в систему возобновления и подпитки плазмы; 3) запасы трития в системах приготовления и хранения топлива будут находиться при относительно низких температурах, т.е. окрестности проникновения трития будут малы.

В настоящее время нет общепринятых норм на выделение трития в окружающую среду. Некоторое представление о предельных величинах можно получить исходя из действующих норм для энергетических реакторов деления. По нормам Комиссии по атомной энергии США: 1) мощность дозы на границе станции не должна превышать 5 мбэр в год и 2) среднегодовая концентрация трития до растворения его в естественной воде не должна превышать $5 \cdot 10^{-3}$ мКи на литр. Проведем сравнение возможных потерь трития из термоядерных реакторов с нормами потерь для реакторов деления с обычной водой.

Диффузия трития через стенки blankets и трубы откачки может быть ограничена с помощью вторичного кожуха. Объем, заключенный внутри вторичного кожуха, может непрерывно продуваться, а выходящий газ - обрабатываться с целью извлечения трития. Однако некоторое количество трития будет неизбежно теряться из системы вторичного удержания. Если этот тритий рассеивается через трубу высотой примерно 30 м, то при предельно допустимой дозе 5 мбэр в год на границе станции окрестность выделения трития должна составлять от 10 до 100 Ки в день в зависимости от ожидаемой степени окисления трития в процессе выделения и рассеивания и от погодных условий. Окись трития в несколько раз более опасна, чем сам тритий, поэтому необходимы точные данные о окрестности его окисления. Рассмотрим снова электростанцию на 1000 МВт, где проток трития через систему регенерации трития в blankets составляет примерно 0,4 кг/день или около $4 \cdot 10^6$ Ки/день. Для такого реактора окрестность утечки 10 Ки/день означает, что коэффициент удержания трития должен приближаться к 99,9999 % (такая степень герметизации технически достижима).

В большинстве предлагаемых конструкций системы охлаждения и воспроизводства в blankets связаны так, что воспроизводимый тритий будет присутствовать в системе охлаждения и, следовательно, попадать в паровой контур. Для предотвращения этого необходимо разработать конструкцию blankets, в которой водяная и охлаждающая системы изолированы. Если же тритий попадает в контур водяного пара, то он будет быстро замечать водород

и его извлечение из слабо концентрированного раствора потребует дорогостоящей системы разделения изотопов.

Извлечение трития. Системы извлечения необходимы как для воспроизведенного трития, так и для трития, содержащегося в обработанной плазме. Рассмотрим подробнее обе системы.

Извлечение воспроизведенного трития. Если воспроизведенный тритий присутствует в системе охлаждения, то выбор схемы извлечения трития зависит от способности этой системы ограничивать выделение трития в паровой контур. Скорость R диффузии трития в паровой контур определяется формулой

$$R = \frac{s \cdot P}{t} (\sqrt{P_c} - \sqrt{P_s}), \quad (4.3)$$

где s - поверхность теплообмена теплообменника теплоноситель-пар; P - проницаемость стенок труб теплообменника; t - толщина стенок труб теплообменника; P_c и P_s - парциальные давления трития в теплообменнике со стороны теплоносителя и водяного пара соответственно. У паровой части теплообменника тритий будет быстро замещать водород, поэтому значение P_s фактически равно нулю. Следовательно, максимально допустимое давление трития в теплообменнике со стороны теплоносителя будет равно

$$P_{c.m} = (R_m t / s P)^2, \quad (4.4)$$

где R_m - максимально допустимая скорость выделения трития в паровой контур.

Параметры s и t будут определяться в основном из термодинамических и конструктивных соображений. Поэтому управляемым параметром, определяющим величину $P_{c.m}$, является проницаемость P . Проницаемость стенок труб теплообменника теплоноситель-пар может быть уменьшена в результате снижения рабочей температуры или нанесения покрытий, препятствующих проникновению трития. Величины давления трития, которые могут получаться на стороне теплоносителя, зависят от принятой схемы извлечения. Таким образом, ощущает ряд противоречивых факторов, к которым относятся разработка материалов и термодинамическая эффективность для каждой системы извлечения трития. Эти факторы можно проиллюстрировать несколькими примерами.

I. Рассмотрим одну из возможных схем системы преобразования выделяемой в бланкете энергии, изображенную на рис.4.1. В бланкете использованы конструкции из нержавеющей стали, находя-

щиеся при температуре около 500°C . Жидкий литий при средней температуре 380°C используется как воспроизводящий материал и как первичный теплоноситель. Тритий извлекается из литиевого потока с по-

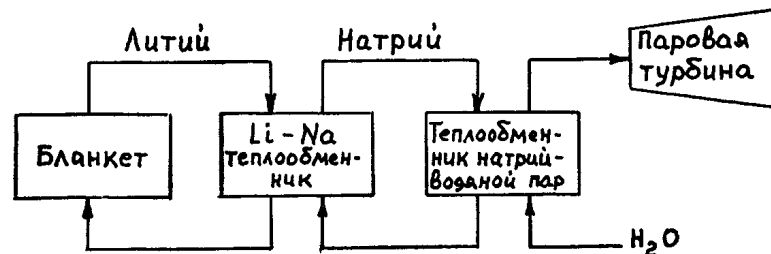


Рис.4.1

мощью поглощающих иттриевых прокладок, которые поддерживают парциальное давление трития в литиевом потоке на уровне $5 \cdot 10^{-10}$ Тор. Тритий проникает через стенки трубок теплообменника $Li-Na$ (средняя температура около 360°C) и попадает во вторичный натриевый контур. Соответствующее парциальное давление трития в натриевом потоке составляет $4 \cdot 10^{-11}$ Тор. Тритий проникает через стенки трубок теплообменника натрий-пар (средняя температура около 300°C) и попадает в контур водяного пара. Результирующая скорость проникновения трития в контур водяного пара составляет примерно 10 Ки/день. В этой конструкции нижний уровень утечки трития достигается за счет работы теплообменника натрий-пар при относительно низкой средней температуре. Результирующий КПД парового цикла составляет примерно 36% .

2. Рассмотрим схему бланкет-преобразователь энергии, изображенную на рис.4.2. В качестве конструкционного материала бланкета используется сплав **NIMONIC** (43% никеля, 39% железа и 18% хрома), находящийся при максимальной температуре около 700°C . Воспроизводящим материалом служит расплавленная соль Li_2BeF_4 (ФЛАЙБ). Бланкет охлаждается гелием, который через теплообменник гелий-пар (работающий при температуре 600°C) переносит тепловую энергию синтеза в паровой контур. Воспроизведенный тритий извлекается из расплавленной соли с помощью специальных обдирочных колонок, в которых расплав соли протекнет через встречный газовый поток гелия (или аргона). Некоторая часть трития

будет диффундировать в поток гелиевого теплоносителя. В этот гелий предполагается вводить небольшую добавку кислорода с тем, чтобы поддерживать в гелиевом потоке давление газообразного трития на уровне 10^{-13} Тор. Тритий, присутствующий в гелиевом потоке в виде водяного пара, можно извлекать сорбированием в осушителях. Утечка трития в паровой контур будет около 10 Ки/день.

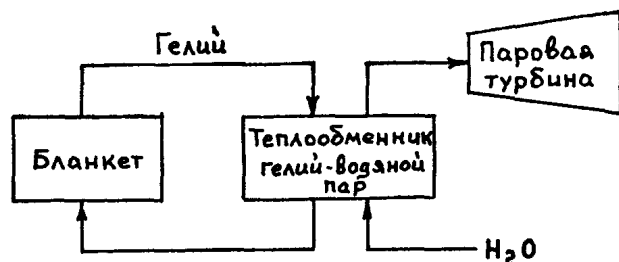


Рис.4.2

ожидаемый термодинамический КПД - 40 %. Использование гелиевого контура с добавкой кислорода может сильно уменьшить утечку трития в паровой контур.

3. На рис.4.3 показана система преобразования энергии для ре-

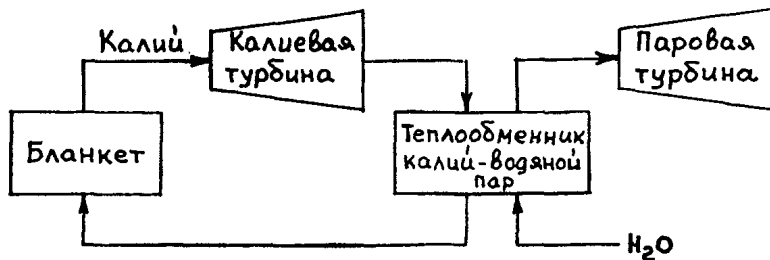


Рис.4.3

актора, в котором конструкционным материалом бланкета служит $Nb - 1 \% Zr$. Рабочая температура в бланкете около $1000^{\circ}C$. Воспроизводящим материалом является жидкий литий, а первичным теплоносителем - калий, который приводит в действие калиевую

турбину. Теплообменник $Li - K$ размещен в бланкете. При таких высоких температурах тритий достаточно быстро диффундирует через стенки трубок теплообменника. Тритий извлекается из калиевого потока с помощью охлаждаемых ловушек, которые поддерживают давление трития в калии на уровне $4 \cdot 10^{-8}$ Тор. Теплообменник калий-водяной пар работает при температуре около $600^{\circ}C$ и термодинамический КПД такого бинарного парового цикла приближается к 56 %. Для ограничения утечки трития в водяной пар до уровня 10 Ки/день необходимо обеспечить защиту от проникновения трития через стенки трубок теплообменника калий-водяной пар. В качестве такой защиты было предложено напыление на внешние стенки трубок слоя вольфрама толщиной 0,3 мм, а также создание оксидных пленок на отенках трубок со стороны водяного пара.

Альтернативным решением созданию барьеров против диффузии трития может явиться введение дополнительного контура теплопередачи перед контуром водяного пара. Основная задача этого дополнительного контура заключалась бы в ограничении утечки трития. Так, например, для бридера с расплавом ооли предлагается контур с расплавом нитрат-нитритной соли. Этот дополнительный контур содержит окислитель для перевода трития в непроницаемое соединение (например, в T_2O). Такой контур нужно будет соответствующим образом обработать, чтобы предотвратить накопление трития.

Для извлечения трития, воспроизведенного с помощью керамических материалов и соединений алюминия, можно применить процесс диффузии трития из твердого тела. Такие материалы имеют два преимущества: 1) количество лития в реакторе может быть сравнительно небольшим, 2) эти соединения химически стабильны. Однако в этом случае трудно достичь коэффициента воспроизводства трития, превышающего 1. Например, в алминате лития $LiAlO_2$ атомы алюминия и кислорода конкурируют с Li в процессах распада и поглощения нейтронов, поэтому нужен размножитель нейтронов. Для обеспечения извлечения трития керамический материал должен состоять из гранул размером примерно 10^{-3} мм, так как типичные скорости диффузии трития невысоки. При этом материал не должен спекаться при температурах, превышающих $1000^{\circ}C$. Выделяющийся тритий будет переноситься из бланкета газообразным гелием, которым продуваются слои гранул.

Рассматриваемые в настоящее время технические варианты систем извлечения трития из бланкета в основном осуществлены, одна-

ко некоторые системы требуют дополнительных разработок и экспериментальной проверки. Кроме того, требуются дополнительные экспериментальные данные по:

- 1) проницаемости при наличии и отсутствии барьеров для диффузии при низких парциальных давлениях трития (10^6 Тор и ниже);
- 2) коэффициентам диффузии трития в предлагаемых воспроизводящих материалах и теплоносителях при малых концентрациях;
- 3) равновесию систем тритий-литий и тритий-металлы в широком температурном диапазоне.

Извлечение трития из отработанной плазмы. Хотя воспроизводство трития и не является необходимым для топливных циклов, базирующихся на дейтерии, тем не менее наличие трития в системе отработанной плазмы предъявляет к этим топливным циклам такие же требования в отношении извлечения трития, как и топливный цикл $D-T-Li$. В табл.4.2 сравниваются относительные количества трития (относительные к выходной электрической мощности), попадающего в систему отработанной плазмы реактора на основе ЛМП, в котором используется один из трех топливных циклов:

Таблица 4.2

	Топливный цикл		
	$D-T-Li$	$D-D-T$	$D-D-^3He$
Относительное содержание трития	1,0	0,31	0,02

1. Цикл $D-T-Li$ при ионной температуре 300 кэВ. Топливная смесь состоит из 60 % D и 40 % T . Плазма окружена blanketом, воспроизводящим тритий.

2. Цикл $D-D-T$ при ионной температуре 400 кэВ. Топливная смесь состоит из 88 % D и 12 % T . Тритий не воспроизводится в blanketе, а образуется в результате $D(D, n)T$ -реакции и снова вводится в плазму.

3. Цикл $D-D-^3He$ при ионной температуре 400 кэВ. Топливная смесь состоит из 80 % D и 20 % 3He . 3He , образованный в результате реакции $D(D, n)^3He$, используется повторно. Тритий, образованный в реакциях $D(D, n)T$, накапливается.

Отработанная плазма собирается либо путем вакуумной откачки, либо улавливается на пленку протекающей жидкости или на твердое тело (см. раздел "Удаление отработанного топлива" в

3.3). "Гелиевая зола" (омесь 4He и 3He) может быть отделена несколькими способами, в том числе криогенной дистилляцией и диффузией через палладиевую мембрану. Не вполне ясно, какое количество гелиевой золы является допустимым как примесь в повторно используемом топливе. Возможно, потребуется разделение изотопов, чтобы удалить H из омеси D и T или даже отделить T от D (о помощью многокаскадной системы тонких палладиевых мембран или криогенной перегонки). Технологические проблемы, связанные с извлечением трития из отработанной плазмы, представляются менее сложными, чем проблемы извлечения воспроизведенного трития.

4.2. Инжекция топлива

И в токамаках, и в ЛМП скорость утечки термоядерного топлива в 10-20 раз выше скорости его "сгорания" в реакциях синтеза. Это делает необходимым процесс его восстановления и повторного использования.

После очистки отработанной плазмы от загрязнений и от "гелиевой золы" необходимо отделить несгоревшие дейтерий и тритий, чтобы они могли быть соединены в нужных пропорциях с тритием, воспроизведенным в blanketе. Такое разделение наиболее просто осуществляется путем дистилляции при криогенных температурах. Точки кипения H_2 , DH , D_2 , HT , DT и T_2 различны. Наиболее летучим является водород H_2 - его точка кипения 20,39 К, наименее летучим - T_2 с точкой кипения 25,04 К. Приемлемой чистоты можно добиться, используя перегонные колонны примерно с 60 ступенями.

Заново составленная омесь трития и дейтерия должна быть вновь инжестрирована в плазму. В экспериментах с водородной плазмой это делается следующим образом: струи газа направляются на поверхность плазмы, которая поглощает его. В реакторе поглощение будет не столь эффективным: атомы газа будут ионизоваться на расстоянии не более 10 см от поверхности плазмы. При этом требуется 10 или более систем подачи газа, каждая из которых состоит из сопла и быстродействующего клапана. Каждая такая система будет подавать струи газа в течение 50-100 мс.

Другой метод заключается в высокоскоростной инъекции замороженных таблеток топлива (*Pellets*). Каждая таблетка, приготовленная при температуре ниже точек замерзания дейтерия (18,73 К) и трития (20,62 К), выстреливается в плазму. Диаметр

каждой таблетки от 2 до 4 мм и она будет содержать от 10 до 15 % полного числа атомов горючего в плазме в любой момент времени. Таблетки будут ускоряться до скоростей около 2 км/с и затем инжектироваться с частотой примерно 20 таблеток в секунду.

Для инъекции может быть использован центробежный инжектор, представляющий собой пластину, вращающуюся с большой скоростью, на которой установлены две U-образные трубки (рис.4.4).



Рис.4.4

Твердое топливо выталкивается в один из открытых концов U-образной трубки и при этом разрезается на таблетки. Вращение пластины ускоряет эти таблетки так, что они выходят из трубки с большой скоростью. Это устройство обеспечивает ускорение таблеток до скорости 0,29 км/с и инжектирование с частотой 150 таблеток в секунду.

Инъекция таблеток топлива может быть осуществлена с помощью системы типа пневматического ружья, изображенной на рис.4.5. В этом инжекторе струя газообразного термоядерного топлива замораживается жидким гелием таким образом, что цилиндр твердого топлива попадает в отверстие, просверленное в диске (а). Диск, в котором просверлены отверстия, помещен в медный кожух, также охлаждаемый жидким гелием. Газообразное топливо застывает в каждом отверстии, а диск вращается таким образом, чтобы цилиндр оказался на одной линии с быстродействующим клапаном, расположенным на конце ствола ружья (б). Клапан сткрывается и пропускает поток газообразного гелия под давлением 30 атм, который уносит цилиндр топлива. Таблетки диаметром 1 мм ускорятся

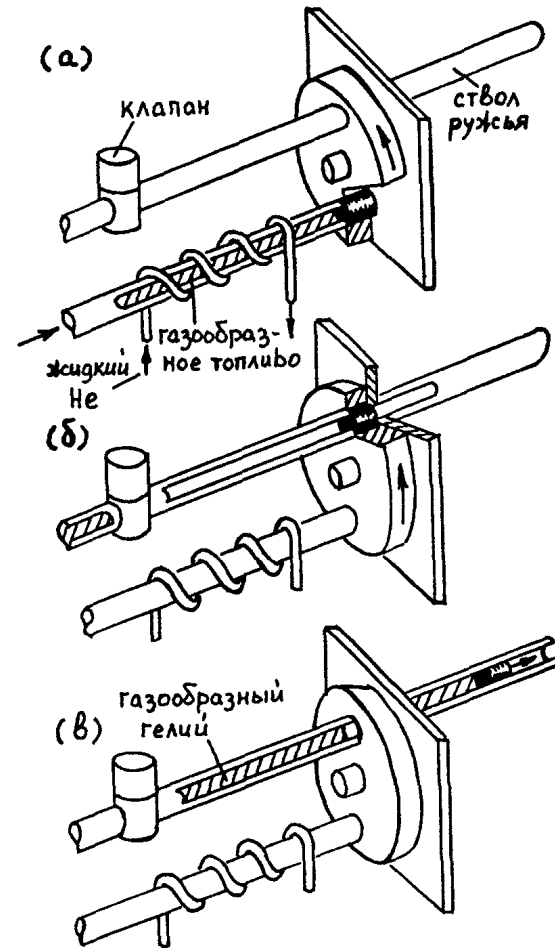


Рис.4.5

до скоростей 1 км/с. Характеристики этой системы могут быть улучшены, если использовать водород и длинноствольные ружья.

4.3. Термогидродинамика

Применение жидких металлов в качестве теплоносителей и выделение энергии на первой стенке создают ряд специфических термогидродинамических проблем. Рассмотрим их ниже.

Жидкометаллические теплоносители. Их применение в blankets систем с электромагнитным удержанием ставит ряд вопросов, связанных с магнитогидродинамическими (МГД) эффектами взаимодействия сильных магнитных полей с потоком жидких металлов. В реакторах на основе ДМП или токамака эти МГД-эффекты приводят к:

1) потерям давления, влекущим за собой увеличение мощности насосов и рост растягивающих напряжений в конструкциях охлаждающих каналов;

2) подавлению турбулентности теплоносителя, которое ведет к уменьшению эффективности теплопередачи теплоносителя и к увеличению температуры стенок канала, необходимой для нагрева всей жидкости до нужной температуры.

Приближенная формула для МГД-потерь давления при использовании данного жидкого металла имеет вид

$$\Delta p = \text{const} \cdot \frac{L \epsilon t B_m^2 P_w}{a \Delta T}, \quad (4.5)$$

где Δp - падение давления; L - эффективная длина пути потока теплоносителя перпендикулярно магнитному полю, рассчитанная по максимальному магнитному полю B_m ; ϵ - эффективная электропроводность стенок охлаждающих каналов; P_w - тепловая нагрузка стенок реактора (тепловой выход, отнесенный к площади первой стенки); a - радиус охлаждающего канала; ΔT - полное увеличение температуры всей массы теплоносителя.

Отношение мощности насосов теплоносителя P_p к тепловой мощности реактора P_t можно выразить формулой

$$\frac{P_p}{P_t} = \text{const} \cdot \frac{f t}{a \Delta T}, \quad (4.6)$$

где $f = \Delta p a / t$ - растягивающее напряжение в теле охлаждающего канала.

Формулы (4.5)-(4.6) показывают, что МГД-потери давления и связанные с ними эффекты сильно зависят от типа конструкции.

Рассмотрим различные конструкционные возможности снижения потерь.

1. Существенное снижение эффективной электропроводности стенок охлаждающих каналов ϵ сильно уменьшит МГД-потери давления. Для этого на стенки охлаждающих каналов можно нанести высокоомное покрытие. Покрытие с удельным поверхностным сопротивлением, как у полупроводников ($10^{-3} - 10^{-4}$ Ом·см), уменьшит МГД-потери давления приблизительно на два порядка. Эти покрытия должны противостоять коррозии под действием жидкого металла при наличии интенсивной радиации.

2. Потери давления можно снизить, сводя к минимуму эффективную длину, проходимую потоком теплоносителя перпендикулярно магнитному полю, L . В реакторах, охлаждаемых L_i , при типичных значениях тепловой нагрузки стенок и максимального магнитного поля (1-5 МВт/м² и 8-16 Тл соответственно) максимально допустимый спад давления определяется ограничениями по ползучести металла, а не требованиями, предъявляемыми к мощности насосов.

Например, если допустимое рабочее напряжение равно половине напряжения, вызывающего ползучесть 0,2 % за 10000 часов, то для представляющих интерес конструкционных материалов рабочее напряжение будет ограничено величиной 700-1050 кг/см². Для энергетического реактора с тепловой нагрузкой стенок 4 МВт/м² и максимальным магнитным полем 12 Тл МГД-перепад давления, соответствующий напряжению 1050 кг/см², составляет 28 кг/см² и затраты на прокачку равны примерно 0,5 % теплового выхода.

3. МГД-потери давления могут быть сильно снижены при применении особых конструкций охлаждения blankets. Одна из таких конструкций состоит из литиевого контура в blanketе реактора-токамака и контура с кипящим калием для отвода тепла из blanketsа поперек силовых линий магнитного поля. Отличительной особенностью этой конструкции являются большие расположенные вдоль магнитного поля каналы, по которым с небольшой скоростью течет поток лития. В конце каналов имеются U-образные изгибы. Эти изгибы служат электромагнитными насосами постоянного тока, которые обеспечивают циркуляцию лития, когда он протекает через U-образные изгибы поперек магнитного поля. Для снижения потерь на краевые токи в области такого "насоса" используются электрически изолированные перегородки, состоящие из двух ниобиевых пластин, разделенных промежуточным слоем окиси алюминия. Калий вводится в blanket в жидкой фазе, а выводится в виде пара, благодаря чему обеспечиваются низкие скорости потока жидкости. МГД-по-

тери давления в парообразной фазе пренебрежимо малы. Сильное магнитное поле не препятствует возникновению центров парообразования в калии.

Для этой конструкции МГД-потери давления составляют $0,07 \text{ кг/см}^2$ при тепловыделении на стенках $0,7 \text{ МВт/м}^2$ и максимальном магнитном поле 5 Тл.

Исследования магнитного подавления турбулентности в потоке лития показали, что в предполагаемом диапазоне рабочих параметров реакторов на базе токамака или ЛМП теплопередачи овойства лития могут ухудшаться в 2-10 раз. Такое уменьшение теплопередачи ограничит допустимый диапазон тепловыделения на стенку и толщину первой стенки. Для оценки этих ограничений необходимо провести дополнительные экспериментальные исследования коэффициентов теплопередачи в сильных магнитных полях.

Энерговыведение на первой стенке. Выделение энергии на первой стенке blankets обусловлено тремя источниками: 1) продуктами индуцированных нейтронами реакций и γ -лучами; 2) излучением плазмы; 3) потоками частиц из плазмы.

Величина индуцированной нейтронами компоненты зависит от конструкции blankets. Толщина первой стенки обычно равна нескольким миллиметрам и индуцированное нейтронами энерговыведение в первой стенке будет, как правило, меньше нескольких Вт/см^2 при нейтронном потоке через стенку 1 МВт/м^2 .

Величина энерговыведения, обусловленная излучением и потоком частиц из плазмы, зависит от характеристик плазмы.

В табл.4.3 приведены данные по энерговыведению на первой стенке во время горения плазмы.

Таблица 4.3

Схема реактора	ЛМП	Токамак
I	2	3
Материал первой стенки	Нержавеющая сталь	Нержавеющая сталь
Толщина первой стенки, см	0,1	0,4
Нейтронный поток на стенку, МВт/м^2	1,6	1,25
Временной масштаб энерговыведения	Непрерывное	Непрерывное

Схема реактора	ЛМП	Токамак
Энерговыведение, Вт/см^2 :		
1) индуцированное нейтронами,	0,9	5,2
2) через излучение плазмы,	5,0	22,0
3) с потоками частиц	100,0	1,0

В реакторе на базе ЛМП основным источником тепловыделения являются потоки частиц из плазмы, которые не попадают в прямой преобразователь энергии и теряют свою энергию на участке (примерно 10 %) площади первой стенки. Это энерговыведение вызывает локальные тепловые напряжения, которые необходимо учитывать при проектировании конструктивных и теплопередающих элементов blankets.

В реакторе-токамаке основным источником энерговыведения является излучение плазмы. Тепловые напряжения в первой стенке должны учитываться при конструировании blankets, хотя величина этих напряжений как на стадии горения, так и на стадии остывания плазмы меньше, чем в реакторе на основе ЛМП.

4.4. Магнитные системы

Термоядерные реакторы должны содержать магнитные системы различного назначения, в задачи которых входят удержание и нагрев плазмы, накопление энергии и управление движением заряженных частиц. Для этих целей требуются сверхпроводящие обмотки, работающие как в стационарном, так и в импульсном режимах.

К основным проблемам конструирования магнитных систем для термоядерных реакторов можно отнести следующие:

1) стабилизация больших сверхпроводящих катушек с сильным магнитным полем для того, чтобы не было преждевременной потери сверхпроводимости под действием постоянных и переменных магнитных полей;

2) сдерживание механических усилий;

3) защита сверхпроводящей магнитной системы в случае внезапной потери сверхпроводимости;

4) рефрижераторная система;

5) экранировка от излучений.

Рассмотрим кратко каждую из них.

Стабилизация. Важно, чтобы сверхпроводящие магниты имели стабилизацию, препятствующую преждевременной потере сверхпроводимости. Практический интерес представляют два метода стабилизации: криогенная и адиабатическая стабилизация. Принцип криогенной стабилизации заключается в обеспечении: а) второго низкоомного пути для тока, если сверхпроводник приобретает нормальную проводимость, и б) достаточного поверхностного охлаждения для того, чтобы зона нормальной проводимости не распространялась. Эти задачи решаются путем помещения сверхпроводника внутрь матричного материала, представляющего собой хороший нормальный проводник (например, медь или алюминий), и обеспечения хорошего контакта между проводником и охлаждающим гелием. Если сверхпроводник на локальном участке станет нормально проводящим, то ток пойдет по матричному материалу, а соответствующее джоулево тепло будет отведено вскипевшим гелием. При этом сверхпроводник вновь остынет до сверхпроводящего состояния и ток перейдет из матрицы обратно в сверхпроводник. Идея адиабатической стабилизации заключается в использовании сверхпроводников в виде нитей, настолько тонких, чтобы любое выделение энергии, вызванное локальными изменениями магнитного поля, сказывалось недостаточным для перевода нити в состояние нормальной проводимости. В сверхпроводниках, образованных из множества таких нитей, погруженных в матрицу из нормального проводника, нити должны быть скручены так, чтобы каждая из них независимо реагировала на изменение магнитного поля. Такое устройство обеспечивает стабильность сверхпроводимости в присутствии импульсных магнитных полей.

Адиабатически стабилизированные магниты допускают большую плотность тока, чем магниты с криогенной стабилизацией; в то же время для последних меньше стоимость изготовления.

Сдерживание механических усилий. Сдерживание усилий и механическая конструкция являются главными проблемами магнитных систем с сильными полями; они, по-видимому, будут ограничивающим фактором при проектировании сверхпроводящих систем для реакторов на ДМП и токамаков. Величины возникающих сил можно проиллюстрировать следующими примерами:

1. В системе обмоток типа "инь-ян" (при максимальном поле примерно 16 Тл и размерах примерно 10 м) сила, действующая нормально широкому торцу каждой катушки, равна примерно 10^8 кг на метр длины обмотки, что дает общую силу, действующую на весь торец, около $3 \cdot 10^9$ кг.

2. В системе тороидального поля реактора-токамака действуют большие силы, стремящиеся сместить каждую катушку к

центру тора. Для обмотки, состоящей из 40 катушек кругового сечения с малым диаметром 11 м и большим радиусом тора 10,5 м, при максимальном поле 8 Тл радиальная сила оставляет около 10^7 кг на катушку и около $3,6 \cdot 10^8$ кг на всю обмотку; при максимальном поле 15 Тл - $0,5 \cdot 10^8$ кг на одну катушку и около $1,8 \cdot 10^9$ кг на всю обмотку.

Защита магнитной системы. Энергия, запасенная в системе сверхпроводящих обмоток термоядерного реактора, может достигать 10^{11} Дж (например, реактора ITER - $4,23 \cdot 10^{10}$ Дж). При нормальном переходном процессе запасенная энергия должна диссипировать, не вызывая повреждений магнитной системы. Предпочтительным способом диссипации запасенной энергии является использование активной нагрузки, вынесенной за пределы криогенных элементов. С помощью активного сопротивления можно диссипировать до 99 % запасенной энергии. Однако даже 1 % запасенной энергии достаточно, чтобы испарить гелий в дьюарах, что приведет к быстрому большому повышению давления. Такая особенность должна быть предусмотрена в конструкции криостата.

Рефрижераторная система. Энергетическое потребление рефрижераторных систем для сверхпроводящих магнитов, удерживающих плазму в реакторах на ДМП, и в реакторах на основе токамака (для удержания и управления) может изменяться от 10 до примерно 300 кВт тепловой мощности в зависимости от типа реактора. Наиболее важными характеристиками рефрижераторных систем являются эффективность (КПД) и капитальные затраты, они определяются криогенной температурной и мощностью агрегата. Расчеты этих характеристик показывают, что агрегаты мощностью 1 кВт \ddagger , работающие при температуре 4-5 К, обеспечивают для реакторов с рефрижераторными нагрузками около 10 кВт \ddagger приемлемые расходы мощности и капитальные затраты. Для реакторов с рефрижераторными нагрузками около 100 кВт \ddagger требуется разработка сверхпроводящих материалов, работающих при температуре около 10 К.

Экранировка от излучений. Наличие эффектов ядерного нагрева и радиационного повреждения требует помещения радиационных экранов между воспроизводящим бланкетом и сверхпроводящими обмотками. В зависимости от величины нейтронного потока через стенку требования к экрану будут определяться либо нагревом, либо радиационными повреждениями. Оптимальный выбор материала и формы экрана при заданной нейтронной нагрузке стенки будет определяться стоимостью экрана, магнитных обмоток и рефрижераторной системы.

Одномерные расчеты переноса излучения дают для толщины экрана значения 50-100 см. Однако при расчетах экранировки обмоток большее значение будут иметь эффекты проникновения в геометрические неоднородности, поэтому для любой практической конструкции экрана требуются конкретные многомерные расчеты переноса излучения.

5. МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ

В этой главе будут рассмотрены основные технологические проблемы, которые следует учитывать при выборе материалов для реакторов синтеза.

5.1. Влияние облучения на металлы и сплавы

Смещения атомов кристаллической структуры из их регулярных положений и превращения атомов под действием нейтронов, в частности образование газа при реакциях (n, α) и (n, p) , могут привести к вредным изменениям технологических свойств материалов и тем самым ограничить срок службы конструкционных материалов.

Рассмотрим характеристики спектра нейтронных потоков и явления, вызываемые нейтронами.

На рис.5.1 сравниваются нормированные спектр потока нейтронов на первую стенку blankets термоядерного реактора (а) и спектр в центре активной зоны реактора-бридера (б). Отметим, что около 60 % как потока на первую стенку термоядерного реактора, так и потока в центре активной зоны реактора деления состоит из нейтронов с энергиями, большими 0,3 МэВ. Однако, если около 25 % нейтронного потока на первую стенку представляет собой нейтроны с энергиями, превышающими 10 МэВ, то в реакторе деления нейтронов с такими энергиями очень мало. То есть спектр потока нейтронов на первую стенку blankets термоядерного реактора будет гораздо более жестким, чем спектр в реакторе деления. На рис. 5.2 показаны величины абсолютных потоков нейтронов со спектрами, характерными для первой стенки. Интегральный спектр на первой стенке приведен для двух значений нейтронной нагрузки стенки (поток изменяется линейно с нейтронной нагрузкой): 1 и 10

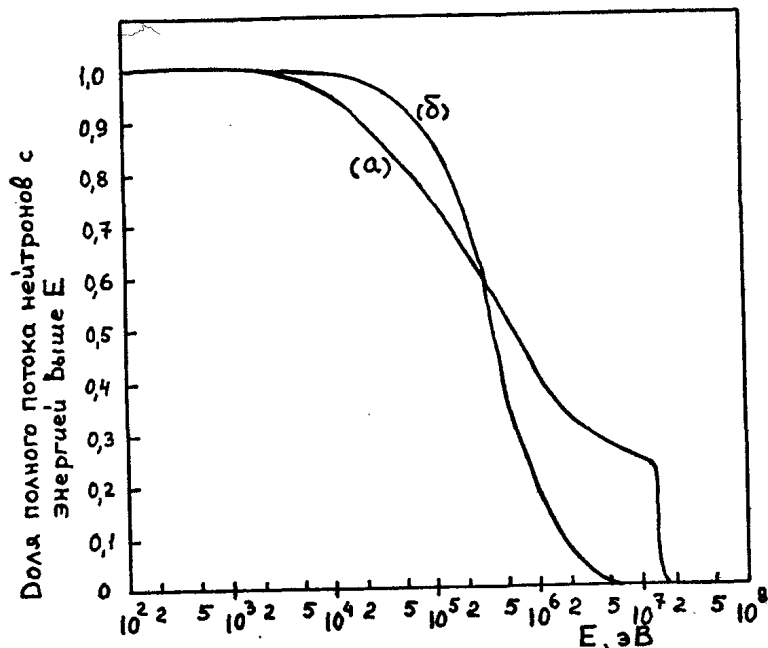


Рис.5.1

МВт/м². Интересующие нас значения нейтронной нагрузки стенки лежат в пределах 1-4 МВт/м². При столкновениях с атомами нейтрон рассеивается или поглощается, а некоторая часть его энергии передается атому-мишени. В результате атом смещается и смещает другие атомы; в некоторых случаях этот процесс необратим. Междоузельные атомы оставляют пустоты-вакансии. Междоузельные атомы могут собираться в петли, то

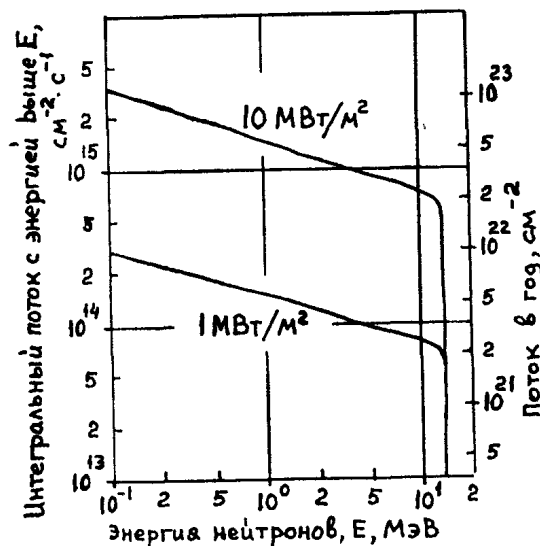


Рис.5.2

же относится и к вакансиям. Вакансии могут образовывать стационарные пустоты, особенно в присутствии газа, который стабилизирует их. В металлических конструкциях реактора газ образуется при взаимодействии нейтронов с атомами металла. Например, нейтроны с энергией, превышающей 5 МэВ, при захвате их ядрами атомов материала могут образовать водород и гелий. Помимо этого, при взаимодействии некоторых атомов могут образоваться радиоактивные изотопы тех же или других элементов. В результате свойства конструкционных материалов изменяются.

Вероятность смещения атомов и ядерных превращений зависит от энергии падающих нейтронов. Для большинства интересующих нас материалов эффективность смещения под действием нейтронов медленно растет с ростом их энергии в диапазоне 1-15 МэВ. Например, в реакции нейтрон с энергией 15 МэВ смещает атомы примерно в четыре раза эффективнее, чем нейтрон с энергией 1 МэВ. Сечения реакций (n, α) и (n, p) при энергии падающего нейтрона 10 МэВ, как правило, на 1-2 порядка больше, чем при энергии 5 МэВ. По мере продвижения нейтронов вblankете интенсивность потока ослабевает и энергия нейтронов уменьшается. Нейтронный поток, падающий на первую стенку blankета, будет наиболее интенсивным и жестким.

Рассмотрим основные радиационные явления в материале первой стенки, а также результаты исследований радиационной стойкости металлов и сплавов и изменения их свойств при облучении. Отметим наиболее важные условия, в которых будут находиться материалы:

1. Первая стенка должна работать весь срок службы ТЯР, это означает, что флюенс быстрых нейтронов составит величину $\sim 10^{23}$ см^{-2} (поток $\sim 10^{15}$ нейтр/см²с, $E_n > 0,1$ МэВ).

"Флюенс нейтронов" - термин, применяемый в радиационном материаловедении и обозначающий произведение нейтронного потока $\Phi = n v = n (2E/M)^{1/2}$ на время t (n - плотность, v - скорость нейтронов, M - масса нейтрона, E - кинетическая энергия). В ядерной физике и радиационной технике безопасности аналогичная величина называется интегральным потоком нейтронов и суммарной дозой нейтронов соответственно. Флюенс нейтронов определяется формулой

$$\Phi \equiv \int_{t_0}^t \int_{E_0}^{E_m} n(E,t) v(E,t) dE dt = \int_{t_0}^t \int_{E_0}^{E_m} n(E,t) v(E,t) dE dt,$$

где t_0 - момент начала облучения нейтронами; E_0, E_m - наименьшее и наибольшее значения энергии нейтронов в спектре.

2. Характерной особенностью является высокая скорость наработки гелия по реакции (n, α) на нейтронах с энергией 14 МэВ (сечения для большинства конструкционных материалов составляют десятки миллибарн), потоки которых достигают $\sim 10^{14}$ нейтр/см²с.

3. ТЯР на основе токамака будет работать в циклическом режиме и через материал первой стенки будет проходить пульсирующий тепловой поток плотностью 10-30 Вт/см²; термомеханическая усталость будет приводить к ухудшению механических свойств под облучением. Контакт материала с плазмой приводит к его облучению потоками ионов дейтерия и трития $\sim 3 \cdot 10^{16}$ см^{-2} с^{-1} с энергией 100-1000 эВ.

По последнему пункту следует отметить, что если в большинстве отечественных, зарубежных и международных проектов ТЯР (ИТРТ, ИНТОР, ОТР) принималась концепция не защищенной от корпускулярных потоков первой стенки, то в проекте ITER предполагается графитовая защита, и поэтому на первую стенку будут попадать молекулы изотопов водорода существенно меньшей энергии.

В основном конструкционные материалы реакторов выходят из строя под облучением в результате вакансионного распухания, ускоренной радиационной ползучести, низкотемпературного и высокотемпературного охрупчивания, сдвига критической температуры хрупкости. Для материалов первой стенки добавляются явления поверхностной эрозии.

Вакансионное распухание (ВР). Многие материалы после облучения до высоких флюенсов претерпевают макроскопическое уменьшение плотности, сопровождаемое ростом в объеме материала пор, образование которых обусловлено конденсацией сверхравновесных вакансий, созданных облучением.

На величину ВР оказывают существенное влияние:

- а) температура облучения. Величина распухания зависит при этом от типа сплава и его химического состава;
- б) тип решетки;
- в) легирование и исходная термическая обработка материала;
- г) наличие инертных и химически активных газов в материале, что имеет первоочередное значение именно для материалов ТЯР.

На рис.5.3 изображена последовательность стадий развития ВР. На этом рисунке цифрами обозначены: 1 - время установления стационарной концентрации точечных дефектов; 2 - время задержки за-

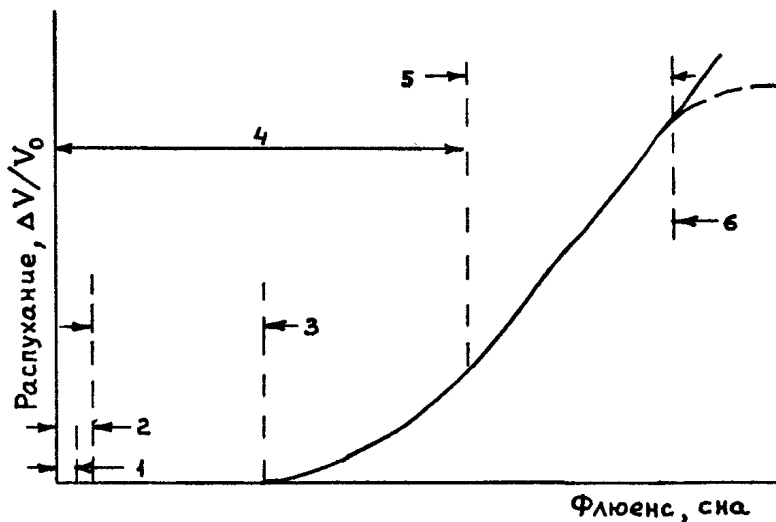


Рис.5.3

рождения; 3 - период зарождения пор; 4 - переходный период; 5 - стадия установившегося разбухания; 6 - насыщение. Флюенс измеряется в сна-смещения на атом (или число атомных смещений), так как именно оещение атомов и возникновение газа под действием нейтронов могут приводить к изменениям размеров и прочности, а также к потере пластичности (охрупчиванию). В табл.5.I приводятся значения числа смещений на атом (определяющих скорость радиационного повреждения) и числа образовавшихся атомов газа (скорости наработки гелия и водорода) для различных материалов первой стенки ТНР с нейтронной нагрузкой 1 МВт/м².

Таблица 5.I

	сна в год	Число образовавшихся атомов He (атомов · 10 ⁻⁶ в год)	Число образовавшихся атомов H (атомов · 10 ⁻⁶ в год)
I	2	3	4
Нержавеющая сталь	10	200	540
Ванадий	12	57	100
Молибден	8	47	95
Карбид кремния	-	1800	580
Ниобий	7	24	79

Продолжение табл. 5.I

	сна в год	Число образовавшихся атомов He (атомов · 10 ⁻⁶ в год)	Число образовавшихся атомов H (атомов · 10 ⁻⁶ в год)
NIMONIC	15	156	-
SAP ^X	17	440	790

^XПродукт спекания алюминия (Sintered Aluminum Product), состоящий из 90 % Al и 10 % Al₂O₃.

Исследования ауотенитных железо-хромо-никелевых сплавов показали, что легирование изменяет в широких пределах длительность переходного периода ВР. Добавки Si, P, Ni, V, Ti и некоторых других элементов удлиняют эту стадию.

Ауотенитные нержавеющие хромоникелевые отали типа 316 (считаемся одним из основных кандидатов в материал первой отенки) имеют хорошую коррозионную стойкость и технологичность, но обладают также серьезными недостатками: значительным ВР и высокотемпературным радиационным охрупчиванием, максимум вредных действий которых приходится на наиболее выгодную температурную область применения оталей (450-650°С).

Ферритные и ферритно-мартенитные сплавы (хромистые оталы) имеют меньше по сравнению с ауотенитными сплавами ВР при облучении нейтронами.

Радиационная ползучесть (РП). В реакторах материалы должны работать в условиях одновременного радиационного повреждения и действия механических напряжений, что может приводить к их деформации.

Прогнозы относительно РП конкретных материалов не являются надежными из-за трудности изучения большого количества физических механизмов, описывающих накопление точечных дефектов, их источники и стоки, трансформацию микроструктуры. Экспериментальные исследования позволили получить некоторые данные о РП образцов конкретной формы. В частности, для трубчатых образцов было получено, что РП ферритных оталей меньше, чем ауотенитных.

Низкотемпературное радиационное охрупчивание и упрочнение. Для большинства облучаемых металлов и сплавов в широком интервале температур (до 0,5-0,6 T_{пл}) испытания на растяжение обнаруживают рост предела текучести и временного сопротивления с увеличением флюенса. Прирост упрочнения особенно значителен (в несколько раз) при флюенсах < 10²⁰ нейтр/см². По характеру зави-

оимости прироста предела текучести от флюенса материалы могут быть разделены на три группы: 1) для никеля и сплавов с содержанием никеля 40-80 % рост упрочнения не прекращается; 2) некоторые типы сталей имеют тенденцию к насыщению (начиная с флюенса 10^{21} нейтр/см², упрочнение изменяется слабо); 3) для некоторых сталей кривые упрочнения проходят через максимум вблизи 10^{21} нейтр/см², но не спадают до нуля вплоть до 10^{22} нейтр/см².

Характерными чертами низкотемпературного охрупчивания являются: 1) опад равномерного и относительного удлинения о флюенсом до величины в несколько процентов; 2) разрушение образцов по телу зерна; 3) возможность частичного или значительного отжига упрочнения или охрупчивания (если для материала не характерно явление высокотемпературного охрупчивания или другого механизма); 4) вероятная независимость от наличия в материале имплантированного и распределенного в объеме зерна гелия (по крайней мере, для сталей ферритного и ферритно-мартенситного классов).

Последнее обстоятельство существенно для термоядерного материаловедения, так как в материалах ТЯР нейтроны с энергией 14 МэВ интенсивно производят гелий по реакции (n, α).

Высокотемпературное радиационное охрупчивание (ВТРО). Облучение некоторых материалов приводит к явлению характерной потери пластичности, называемому высокотемпературным радиационным охрупчиванием или гелиевым схрупчиванием в зависимости от точки зрения на природу этого явления.

Характерные признаки ВТРО: 1) после облучения температурный ход пластичности имеет резкий провал при температурах $> 0,5 T_{пл}$ ($T_{пл}$ - температура плавления) до величин равномерного удлинения меньших 1 %; 2) стигт уоугубляет ВТРО; 3) разрушение образцов происходит по границам зерен; 4) эффект ВТРО проявляется только у поликристаллических материалов. У монокристаллов он не наблюдается, что говорит о связи явления о зернограничными процессами.

Типичными представителями материалов, испытывающих ВТРО, являются аустенитные нержавеющие стали и никель, для которых оно происходит при температурах больше 600°C и флюенсах больше 10^{21} нейтр/см² и около 10^{17} нейтр/см² соответственно. Легирование аустенитных нержавеющих сталей и никелевых сплавов (например, Mo, Nb, В) в значительной мере подавляет эффект ВТРО.

В более чистых по примесям (С, S, Р и др.) металлах и сплавах охрупчивание проявляется в меньшей степени.

В ферритных сталях, сплавах на основе циркония и алюминия ВТРО практически не происходит.

Существует несколько моделей механизма возникновения ВТРО. Наиболее распространенной точкой зрения является мнение с тем, что за ВТРО отвечает гелий, образующийся в материалах при облучении. Если это верно, то для ТЯР это особенно важно. Гелий, образующийся в металле при температуре, большей $0,5 T_{пл}$, подвижен и из-за практической нерастворимости осаждается на границах зерен, ослабляя их сцепление между собой. Прочность границ зерен количественно определяется долей их поверхности, занятой гелиевыми пузырьками, являющимися зародышами трещин.

Согласно другой точке зрения, ослабление границ зерен вызвано не гелием, находящимся в материале, а выносом на них некоторых примесей внедрения, таких как фосфор, сера и др.

Сдвиг критической температуры хрупкости под облучением. Для железа, стали, металлов и сплавов с объемноцентрированной кубической- и гексагональной о плотной упаковке решетками характерно явление хладноломкости - свойство материала терять вязкость, хрупко разрушаться при понижении температуры. Наиболее важной характеристикой материала следует считать порог хладноломкости - критическую температуру хрупкости $T_{хр}$, ниже которой разрушение происходит по хрупкому механизму с весьма малой затратой энергии на разрушение.

Металлы и сплавы с гранецентрированной кубической решеткой, а также титан и его сплавы с гексагональной решеткой не имеют явно выраженного порога хладноломкости - при охлаждении их ударная вязкость снижается монотонно.

У перлитных сталей (углеродистые стали, легированные хромом, никелем, молибденом, ванадием) облучение даже до небольших флюенсов (10^{18} - 10^{20} нейтр/см²) может увеличить $T_{хр}$ на несколько градусов. Рост величины $T_{хр}$ может привести к тому, что рабочая температура материала окажется в области хрупкого разрушения.

Ферритные стали обнаруживают радиационное упрочнение при температурах облучения ниже 550°C. Рост пределов текучести и прочности сопровождается охрупчиванием. Однако изменение $T_{хр}$ при 550°C резко падает до нуля. Таким образом, для этих сталей выбор рабочей температуры на уровне 550°C устранит явление хладноломкости в области температур первой стенки ТЯР. Остается, однако, нерешенным вопрос о том, что будет с материалом во время остановки реактора при расхлаживании материала в область

хрупкого разрушения. Можно предположить, что величину T_{xp} можно снизить путем отжига материала, тем более, что отжиг не вызывает в ферритных оталах явления ВТРО.

Эрозия поверхности. Эрозия поверхности при бомбардировке частицами плазмы может существенно сократить срок службы таких элементов реактора, как первая стенка и приемные пластины дивертора реактора-токамака. Скорости эрозии порядка 0,1-1 мм в год дают основания для опасений. Кроме того, поступление примесей, обусловленное эрозией первой стенки, может существенно ограничить достижимое время горения (если не контролировать поступление примесей, то время горения может сократиться до времени удержания частицы). Причем примеси с малыми Z менее пагубно оказываются на характеристиках токамака, чем примеси с большим Z .

Поверхностная эрозия, вызванная распылением и повторным осаждением распыленного материала, особенно существенна для металлических элементов конструкций, так как она приводит не только к их эрозии и испарению, но и к расплавлению. Затем капельки жидкого металла диаметром от нескольких сотен до 10 мкм осаждаются на стенках вакуумной камеры и лимитеров.

Исследования аустенитных железо-хром-никелевых сплавов, облучаемых ионами H^+ , показали, что в результате ионной бомбардировки в поверхностном слое резко снижается концентрация атомов тяжелых примесей.

Распыление материала первой стенки и загрязнение плазмы продуктами эрозии могут быть уменьшены, если:

1) Создать поверхностный монослой металла с малым Z , который будет подавлять распыление атомов металла подложки, предотвращая тем самым их попадание в плазму.

2) Применить перную стенку со структурой сот. Это уменьшит коэффициент распыления в несколько раз по сравнению с гладкой поверхностью первой стенки.

3) Использовать графитовую защиту первой стенки. При этом в плазму будут попадать лишь примеси углерода с малым Z , а на первую стенку - молекулы изотопов водорода существенно меньшей энергии.

Эрозия поверхности материала может происходить не только за счет распыления, но и за счет блистеринга. Происходит шелушение вследствие того, что лопаются газовые пузырьки, образующиеся в приповерхностном слое (радиационные блистеры). Однако роль блистеринга в процессе эрозии поверхности существенна лишь на первых

стадиях работы материала первой стенки ТЯР. Облучение одвигает критические флуксы образования блистеров и шелушения поверхности в сторону более высоких флуксов (при постоянной температуре), а интервал интенсивного шелушения (флекинга) - в сторону более высоких температур. В целом предварительное облучение подавляет блистеринг. В частности, при облучении образцов из нержавеющей стали до флукса 10^{23} ион/м² значительного блистеринга или флекинга не наблюдалось.

Проанализируем возможности использования различных материалов в конструкции первой стенки.

Аустенитные нержавеющие стали. Стали этого класса привлекают к себе внимание, как перспективный, доступный и дешевый, испытанный в работе ядерных реакторов конструкционный материал. Однако в разделе о вакансионном распухании уже отмечалось, что применение этого класса сталей может быть ограничено высокой скоростью радиационного распухания. Поэтому в проектах ГТРТ, ИНТОР, а затем и ITER принято решение о применении аустенитных сталей при температурах $\leq 300^\circ C$, чтобы исключить это явление из инженерных проблем при проектировании ТЯР с флуксом 40-50 сна. Можно, тем не менее, предположить, что дальнейшее усовершенствование этих сталей (наподобие легирования стали З16 титаном) позволит увеличить инкубационный период распухания до величины флукса 100 сна. Однако другим, но возможно главным, ограничением является высоко-температурное радиационное (гелиевое) орупчивание (ВТРО) этих сталей. Их использование при рабочих температурах около $300^\circ C$ (ниже температуры ВТРО) устранило бы это затруднение, если бы удалось избежать временной и пространственной неоднородности теплового потока на материал первой стенки. Если принять гелиевый механизм ВТРО, то в условиях низкотемпературного облучения накапливающийся в теле зерна по реакции (n, α) гелий оставался бы внутри зерен, не выходя на их границы и не ослабляя их. Прирывах разряда плазмы материал вблизи зон оплавления будет достаточно нагрет, чтобы практически нерастворимый в матрице гелий стал подвижен и вышел на границы зерен. Таким образом, для использования аустенитных нержавеющих сталей в конструкции первой стенки ТЯР характерно сочетание высокой концентрации гелия в материале, возможности его нагрева и высоких механических нагрузок прирывах плазмы, которые могут привести к образованию трещин в областях вблизи оплавления.

Существенными недостатками сталей аустенитного класса являются высокая величина коэффициента теплового расширения и низкая теплопроводность, что приводит к возникновению в них термомеханических напряжений, особенно опасных при циклировании теплового потока.

Скорость радиационной ползучести аустенитных сталей выше, чем у ферритно-мартенситных.

Стали ферритного и ферритно-мартенситного классов (хромистые стали). Эти стали по сравнению с аустенитными имеют более высокий коэффициент теплопроводности и меньший коэффициент теплового расширения, что дает возможность использования первой стенки большей толщины. По радиационной стойкости ферритные стали характеризуются следующими чертами:

- 1) распухание составляет около 0,2 %/сна;
- 2) нет выраженного явления высокотемпературного радиационного охрупчивания;
- 3) меньшая, чем у аустенитных сталей, радиационная ползучесть;
- 4) порог хладноломкости одвигается при облучении в сторону высоких температур;
- 5) неизвестно влияние одновременного облучения и введения гелия на сдвиг порога хладноломкости.

Исследования сплавов систем $V-Cr-Ti$ показали, что сплавы ванадия имеют ряд достоинств, позволяющих рассматривать их в качестве возможных материалов для ТЯР:

- 1). Высокий фактор термомеханических напряжений.
- 2). Возможность использования при повышенных температурах (до 800°C).
- 3). Ожидаемая высокая радиационная стойкость.

Однако эти сплавы обладают ярко выраженной коррозией в кислородсодержащих средах.

Низкоактивируемые материалы. Входящие в состав традиционных аустенитных нержавеющей сталей никель, молибден, титан и ниобий дают при облучении нейтронами с энергией 14 МэВ долгоживущие радиоактивные изотопы, что будет затруднять их захоронение. В связи с этим в последние годы ведутся интенсивные разработки сплавов с пониженной наведенной или остаточной радиоактивностью. Для аустенитных сплавов, например, возможна замена никеля комбинацией $Mn-C-N$, молибдена вольфрамом. В связи с этим марганцовистые стали признаны на совещании специалистов I T E R по

материалам резервным материалом первой отенки.

В США проводятся несколько программ исследований с целью разработки ферритных сталей с пониженной активацией. Разрабатываемые стали представляют собой модификацию ферритных (мартенситных) $Cr - Mo$ - сталей. Модифицированные стали содержат вольфрам и ванадий вместо молибдена и ниобия, входящих в состав основных сталей ферритного класса. Предварительные результаты подтвердили возможность создания ферритных сталей с пониженной активацией, не уступающих по уровню овойтов основным ферритным сталям.

Алюминиевые сплавы привлекательны для использования в ТЯР из-за малой активируемости, низкого атомного номера и высокой теплопроводности.

В таблице 5.2 приведена оводка достоинств и недостатков материалов, применение которых возможно в качестве материала первой стенки ТЯР.

Таблица 5.2.

Достоинства	Недостатки
<u>Аустенитные нержавеющей хромоникелевые стали</u>	
Технологичность	Радиационное распухание
Высокая прочность	Охрупчивание низко-и высокотемпературное
Освоенность в радиационных условиях	Радиационная ползучесть
	Низкая теплопроводность
	Коррозия под напряжением
	Коррозия в литии
<u>Хромистые стали</u>	
Низкое распухание	Хладноломкость и сдвиг ее под облучением
Отсутствии ВТРО	Водородное охрупчивание
Большая теплопроводность и меньшая коррозия в литии, чем у аустенитной стали	Холодные трещины сварных швов
<u>Ванадиевые сплавы</u>	
Высокая рабочая температура	Взаимодействие с кислородом при высокой температуре
Лучшие теплофизические свойства, чем у ферритных сталей	Сварка в среде инертного газа
Стойкость в литии	Высокая стоимость
Возможная высокая радиационная стойкость	Ползучесть при высоких флюенсах

Достоинства	Недостатки
<u>Алюминиевые сплавы</u>	
Технологичность	Низкая рабочая температура
Малый атомный номер	Большая скорость распыления
Высокая теплопроводность	Неизученность вакуумных свойств
Малое радиационное распухание	Большая толщина стенки - потеря энергии нейтронов с энергией 14 Мэв
Малое радиационное охрупчивание	
Малая активированность	

В табл.5.3 приведены рабочие температуры (Т), допустимые по критерию циклической неразрушимости толщины первой стенки (ℓ), коэффициенты распыления (S) и времена полного распыления (τ) для некоторых материалов. Тепловой поток через первую стенку принят равным 25 Вт/см²; поток изотопов водорода (дейтерий, тритий поровну) $3 \cdot 10^{16}$ см⁻² с⁻¹ (E = 300 эВ); при оценке толщины не учитывалось объемное тепловыделение за счет нейтронов; ТЯР без дивертора.

Таблица 5.3

Материал первой стенки	T, °C	ℓ , см	S, атом/ион	τ , лет
Нержавеющая сталь	300	0,9	$3 \cdot 10^{-2}$	2,7
Al -сплав	150	5	$6 \cdot 10^{-2}$	5,6
Mo -сплав	800	8,8	-	-
V -сплав	800	2,6	$2 \cdot 10^{-2}$	10

В заключение необходимо отметить, что потоки нейтронного и гамма-излучений могут воздействовать на сверхпроводящие катушки магнитной системы ТЯР. При этом возможны оледужие эффекты: 1) рост сопротивления материалов матрицы и сверхпроводника и соответствующее падение плотности тока в катушке; 2) изменение диэлектрических и механических свойств электрических изоляторов; 3) изменение механических свойств конструктивных элементов.

Основным радиационным эффектом является увеличение сопротивления материала (меди или алюминия) вследствие смещений атомов. Однако для уменьшения ядерного нагрева сверхпроводящих катушек будет использоваться экранировка, поэтому ожидается, что потоки нейтронного и гамма-излучений во внутренних областях катушки будут примерно на шесть порядков меньше, чем потоки на

первую стенку. То есть радиационные эффекты в сверхпроводящих катушках необходимо учитывать при конструировании, но они не должны создать каких-либо серьезных трудностей.

5.2. Керамические электроизоляционные материалы

В большинстве концептуальных проектов ТЯР для нагрева плазмы предполагается использование радиочастотных пучков электромагнитного излучения с частотами 10^8 Гц (ионно-циклотронный), 10^9 - 10^{11} Гц (нижний гибриды) и 10^{11} Гц (электронно-циклотронный). В соответствующих устройствах (коаксиальные кабели, волноводы, антенны, окна) будут использоваться высокочастотные электроизоляционные материалы (ВЭМ) в качестве заполнителей волноводов и кабелей, материалов антенн и окон. Даже в отсутствии реакторного облучения поглощение ВЧ-излучения (особенно миллиметрового с частотой 10^{11} Гц) может привести к нагреву, внутренним напряжениям в ВЭМ и его разрушению. Поэтому ВЭМ должны обладать высокой прочностью, стабильностью размеров, высокой теплопроводностью и высоким коэффициентом пропускания ВЧ-излучения в исходном состоянии.

Окна для впуска энергии ВЧ-излучения будут располагаться в непосредственной близости от плазмы и подвергаться действию ее излучений (ионного и нейтронного). Поэтому ВЭМ окон должны обладать высокой радиационной стойкостью. Наиболее вероятными материалами (обязательно охлаждаемыми теплоносителем) окон можно считать BeO (из-за высокой теплопроводности), традиционные ВЭМ Al₂O₃ и Y₂O₃, MgAl₂O₄ (из-за хорошей радиационной стойкости) и Si₃N₄ (из-за высокой прочности и стойкости к тепловым ударам). Возможно применение SiC высокой чистоты.

Наиболее важными характеристиками ВЭМ считают тангенс угла диэлектрических потерь ($\epsilon \delta$) и диэлектрическую постоянную (ϵ), величины которых изменяются под действием нейтронного облучения. Для некоторых материалов (в частности, Al₂O₃, BeO) было установлено, что на частоте 95 ГГц после облучения до флюенса $8 \cdot 10^{17}$ нейтр/см² величина $\epsilon \delta$ и связанные с этим потери ВЧ-энергии в ВЭМ возрастают приблизительно вдвое. При этом растет в 2 раза величина механических напряжений, а это приводит к катастрофическому (на несколько порядков) снижению срока службы.

Контакт материала окон с плазмой будет вызывать в нем явления блистеринга, распыления или осаждения на поверхности пленок примесей. Свойства пропускания ВЧ-энергии будут при этом ухудшаться.

Анализ радиационной стойкости керамических материалов показывает, что по прочностным свойствам керамические материалы, состоящие из двух фаз или имеющие некубическую кристаллическую решетку (например, Al_2O_3), становятся практически непригодными при флюенсах 10^{21} нейтр/см² ($E_n \geq 0,1$ МэВ). Это обусловлено накоплением внутренних напряжений в материале вследствие анизотропного радиационного роста зерен или неоднородного распухания разных фаз, что приводит к микрорастрескиванию материала.

Моно- и поликристаллы с кубической решеткой ($MgO, MgAl_2O_4$), облученные до флюенса около 10^{22} нейтр/см² ($E_n > 0,2$ МэВ) при температурах 430-1100 К, обнаруживают увеличение предела прочности и малое распухание. Это объясняется высокой скоростью рекомбинации радиационных дефектов.

В заключение можно сделать следующие основные выводы:

1). Высокая радиационная стойкость по термомеханическим параметрам керамических материалов на основе SiC и Si_3N_4 позволяет рассматривать эти материалы как кандидаты применительно к конструкциям blankets и первой стенки реактора.

2). В качестве изоляционных материалов могут быть использованы керамические материалы на основе Al_2O_3 до флюенсов $(3-4) \cdot 10^{21}$ нейтр/см² и $MgAl_2O_4$ при более высоких флюенсах.

3). В конструкциях систем ВЧ-нагрева плазмы, где термомеханические нагрузки будут ограничивать применение Al_2O_3 , возможно использование керамических материалов из BeO .

4). Работы по изучению радиационных свойств композитов на основе керамических материалов (например, SiC -волокно в матрице SiC) свидетельствуют о существенном улучшении их механических характеристик в сравнении с монолитной керамикой.

5.3. Совместимость материалов

Рассмотрим совместимость различных конструкционных материалов с жидким литием, сплавами $Li - Pb$, расплавами солей и твердыми литийсодержащими материалами.

Жидкие тритийвоспроизводящие материалы. При создании термоядерных реакторов весьма перспективным является объединение функции тритийвоспроизводящего материала с функцией теплоносителя

в одном материале, которым могут служить жидкие металлы (жидкий литий, эвтектики $Pb - Li$) или расплавы солей (смеси из расплавов солей LiF и BeF_2 , в частности, Li_2BeF_4). Преимуществом жидких тритийвоспроизводящих материалов является неподверженность радиационному повреждению.

Жидкий литий. Использование жидкого лития позволяет получать достаточно высокие коэффициенты воспроизводства трития без применения материалов-размножителей нейтронов (до 1,51). Обогащение изотопом 6Li до 30 % дает дополнительную прибавку к величине коэффициента воспроизводства трития. Литий имеет относительно высокую величину теплоемкости (4,2 Дж/г·К), что является преимуществом при использовании его в качестве теплоносителя, но довольно высокую температуру плавления (180°C), что может затруднять процедуры запуска и остановки реактора.

Извлечение трития при концентрациях его в жидком литии уже около 0,01 ат.% осуществимо несколькими методами. Таким концентрациям трития соответствуют его довольно низкие равновесные парциальные давления (менее 10^{-8} мм рт.ст.).

Главный недостаток лития - его высокая реакционная способность по отношению к воде, воздуху и бетону. Вода является поэтому непригодным теплоносителем в конструкции ТЯР с тритийвоспроизводящим материалом из жидкого лития. Следует отметить плохую совместимость жидкого лития с аустенитными $Cr - Ni$ -сталлями.

Эвтектический сплав свинец-литий. Одним из важнейших обстоятельств, определяющих конструкцию blankets ТЯР, является регулярная перегрузка литиевого blankets для извлечения воспроизведенного трития. Простейшим с этой точки зрения является использование жидкого литиевого blankets, но применение воды для складирования и ее температурный уровень практически исключают использование жидкого лития в связи с обеспечением условий безопасности. Эвтектический сплав $Pb_{83}Li_{17}$ имеет удовлетворительную совместимость с холодной водой (на случай разгерметизации контура), однако его температура плавления (235°C) заставляет искать компромиссные решения. Одним из приемлемых решений является использование сплава $Pb_{83}Li_{17}$ в твердом виде с его разогревом и расплавлением при перегрузках blankets с помощью специальной системы газового разогрева (при сливе воды), необходимой для прогрева конструкции при вакуумировании объема плазменной камеры (проект ОТР). Однако при фазовом переходе твердое тело - жидкость (при

плавлении) удельный объем сплава возрастает примерно на 3,5 %. Это может привести к нежелательным механическим нагрузкам в конструкции канала теплоносителя. Более высокая, чем у лития, температура плавления $Pb_{83}Li_{17}$ увеличивает затруднения при процедурах запуска и остановки реактора.

Бланкет с $Pb_{83}Li_{17}$ обладает хорошими нейтронными характеристиками. Наличие свинца в сплаве обеспечивает размножение нейтронов. Теплопроводность (25 Вт/м·К) и теплоемкость (0,15 Дж/г·К) сплава $Pb_{83}Li_{17}$ меньше, чем теплопроводность и теплоемкость Li , но достаточно велики для его применения в качестве теплоносителя.

Растворимость трития (водорода) в $Pb_{83}Li_{17}$ ниже, чем в литии. Поэтому удержание трития в сплаве более затруднительно.

Существенным преимуществом $Pb_{83}Li_{17}$ по сравнению с литием является его меньшая химическая активность по отношению к воде, воздуху и бетону. Однако коррозионные свойства по отношению к сталям хуже, чем у лития.

Совместимость конструкционных материалов с жидким литием и сплавом $Li-Pb$:

1. В аустенитных сталях Li (при температурах 300–450°C) и $Pb_{83}Li_{17}$ (при температурах 400–450°C) вымывают по границам зерен элементы замещения (Cr , Ni , Mn). На поверхности образуется пористый слой феррита.

2. Скорости растворения в литии аустенитных сталей приблизительно на порядок выше, чем ферритных. Однако скорости растворения аустенитных сталей сначала весьма велики, но по прошествии некоторого времени уменьшаются и достигают установившегося значения. Потери массы ферритных сталей линейно растут со временем.

3. Скорости растворения аустенитных и ферритных сталей в проточном $Pb_{83}Li_{17}$ при температурах около 450°C на порядок величины больше, чем в Li . Обогащение хромом сплавов также больше, чем в литии.

4. Характер зависимости коррозии от времени, температуры и состава сплава для $Pb_{83}Li_{17}$ и Li одинаков.

5. Контакт жидкого лития с марганцовистыми сталями приводит к очень большому массопереносу марганца и очень большим потерям массы сталей с содержанием 30 % Mn .

6. Если в Li отсутствует растворенный азот, то он не оказывает заметного влияния на усталостные и механические свойства при растяжении.

В табл. 5.4 приведены данные с совместимости некоторых типов конструкционных сталей с жидким литием и сплавом $Li-Pb$.

Таблица 5.4

Материал	Li	$Pb_{83}Li_{17}$
Хромоникелевые аустенитные стали (сталь 316)	Скорости растворения на порядок выше, чем скорости растворения хромистых сталей	Скорости растворения на порядок выше, чем в Li
Марганцовистые аустенитные стали с 30 % Mn	-	Высокая скорость массопереноса Mn , большие потери массы
То же с обычным содержанием Mn	-	Лучшая совместимость, чем у хромоникелевых сталей
Хромистые стали	Скорости растворения на порядок ниже, чем скорости растворения аустенитных сталей	Скорости растворения на порядок ниже, чем в Li

Исследования совместимости керамических электроизоляционных материалов с жидким литием в бланкете из сплава V показали, что Si_3N_4 несовместим с V -сплавом, а Al_2O_3 и $MgAl_2O_4$ обладают повышенной склонностью к взаимодействию с жидким литием.

Графит несовместим с литием и поэтому должен быть защищен оболочкой.

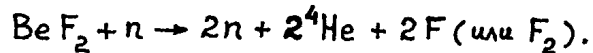
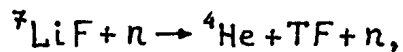
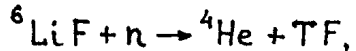
Тугоплавкие металлы оказываются стойкими к коррозии под действием лития даже при температурах 800°C. Данные по работе сплавов на основе ванадия в жидком литии показывают, что в течение примерно 1200 часов нет разъедания или переноса ванадия в литий при температурах, приближающихся к 900°C. Примеси кислорода в литии не влияют на растворимость или перенос ванадия.

Расплавы солей. Смеси из расплавов солей LiF и BeF_2 (например, смесь Li_2BeF_4) могут использоваться как теплоносители и тритийвоспроизводящие материалы. Отметим следующие обстоятельства, связанные с проблемой совместимости материалов

и расплавов солей:

1. Коррозия вследствие химических реакций расплавов солей с тугоплавкими материалами и сплавами на основе никеля и железа должны быть минимальной. Однако окисные пленки, которыми обычно покрыты металлы и которые защищают их от коррозии, очень эффективно удаляются смесью солей $LiF - BeF_2$, поэтому окислители, либо содержащиеся в солях в виде примесей, либо образующиеся в них в результате ядерных превращений, могут приводить к коррозии конструкционных металлов.

2. Такие окислители, как Tf и фтор оказывают сильное коррозионное воздействие. Они образуются в результате реакций



Коррозионное влияние Tf и фтора может быть уменьшено путем добавления небольших количеств окислительно-восстановительных пар (например, CeF_2 / CeF_4) в смесь солей.

3. Когда расплавы солей прокачиваются с большой скоростью поперек магнитных полей, вследствие воздействия индуцированного электрического поля может произойти химическая дестабилизация соли. В результате такой дестабилизации соединения LiF и BeF_2 становятся способными вызывать сильную коррозию конструкционных металлов. Уменьшить величину индуцированного электрического поля можно: а) разделив объем, по которому течет теплоноситель в области сильного поперечного магнитного поля; б) окружив канал теплоносителя в той же области ферромагнитным материалом. В проекте реактора, использующем соль Li_2BeF_4 , не требуется больших скоростей прокачки, так как в качестве теплоносителя в бланкете используется гелий (рис.4.2). В таком реакторе химическая дестабилизация, вызванная МГД-эффектами, не создает этой проблемы.

4. Хотя Li_2BeF_4 химически инертен по отношению к графиту, в системах, где используются тугоплавкие металлы, может потребоваться заключить графит в оболочку, так как он может переноситься солью и науглероживать тугоплавкие металлы.

Твердые тритийвоспроизводящие материалы.

Твердые тритийвоспроизводящие материалы в целом характеризу-

ются следующими положительными качествами:

- 1) возможностью создания бланкета с малым количеством установившегося оождения трития;
- 2) практическим снятием проблемы совместимости с конструкционными материалами бланкета;
- 3) упрощением конструкции бланкета при использовании в качестве носителя трития газообразных веществ, например гелия;
- 4) сокращением степени риска при авариях.

В качестве твердых тритийвоспроизводящих материалов могут быть применены $LiSn$, Li_4Si , $LiAl$, оксид лития Li_2O , соли лития (Li_2SiO_3 , Li_4SiO_4 , $Li_2Be_2O_3$, $LiAlO_2$) и др.

Основные характеристики твердых материалов сходны. Главным отличием Li_2O от тройных керамических соединений являются его лучшие тритийвоспроизводящие свойства, однако соли имеют большую устойчивость. В бланкете с Li_2O (в отличие от солей) возможно получение достаточно больших значений коэффициента воспроизводства трития без применения размножителей нейтронов.

Основные проблемы при извлечении трития из твердых тритийвоспроизводящих материалов связаны с механизмами миграции трития в тритийвоспроизводящий материал. При этом существенны: а) объемная диффузия трития в теле зерна или частицы; б) диффузия трития по границам зерен; в) молизация трития на поверхности и выход в газ-носитель; г) диффузия трития в газе-носителе. Обычно поверхностная диффузия протекает со скоростью на несколько порядков больше, чем объемная, и поэтому процессом, контролирующим выход трития из тритийвоспроизводящего материала, следует считать диффузию в теле зерна. Тогда среднее время удержания трития в частице радиусом r можно считать пропорциональным величине r^2/D , где D - коэффициент объемной диффузии трития.

Значительные трудности, связанные с твердыми тритийвоспроизводящими материалами, возникают из-за необходимости поддержания их в определенной области температур. Нижняя граница температуры определяется диффузией трития в материал, а в случае Li_2O и выделением $LiOT$, если концентрация трития велика. Верхняя граница зависит от процессов структурной перестройки, роста зерен, а для Li_2O - от усиленного газопереноса лития в форме $LiOT$. В табл. 5.5 приведены возможные температурные интервалы работы некоторых твердых тритийвоспроизводящих матери-

лов в условиях облучения.

Таблица 5.5

Материал	$T_{пл}, ^\circ C$	$T_{min}, ^\circ C$	$T_{max}, ^\circ C$
Li_2O	1433	410	660
$LiAlO_2$	1610	500	850
Li_2SiO_3	1200	420	610
Li_2ZrO_3	1616	420	860

Радиационные повреждения твердых тритийвоспроизводящих материалов изучены мало, однако есть сведения, что радиационное раопухание Li_2O может представлять оерьезную проблему в бланкете, тогда как для солей оно незначительно. Газопренос лития для солей также менее опасен.

В заключение приведем общие сравнительные характеристики жидких и твердых тритийвоспроизводящих материалов.

Жидкие металлы.

Литий:

- достаточно высокое воспроизводство трития без размножителей нейтронов;
- возможность извлечения трития при низком его содержании и низком давлении трития;
- химическая активность с водой, воздухом, бетоном; неприемлемость водных теплоносителей;
- температурные ограничения, связанные с коррозией аустенитных материалов.

$Pb_{83}Li_{17}$:

- высокая скорость воспроизводства трития;
- низкое содержание трития в бланкете, но высокое его давление;
- меньшая, чем у лития, химическая активность с водой, воздухом и бетоном;
- большее, чем у лития, коррозионное воздействие на материалы;
- более высокая, чем у лития, температура плавления;
- малая растворимость при низких температурах (трудности с очисткой).

Твердые тритийвоспроизводящие материалы:

- возможность получения больших значений коэффициента воспроизводства трития без размножителей нейтронов;

- главным критерием возможности использования является приемлемое извлечение трития;

- ограниченная термическая и радиационная устойчивость;
- необходимость мер против радиационного раопухания;
- образование коррозионно-активной $LiOH$ в контакте с водой.

Тройные керамики ($LiAlO_2$, Li_2SO_3 , Li_3ZrO_6 и др.):

- для получения больших значений коэффициента воспроизводства трития нужны размножители нейтронов;
- приемлемое извлечение трития достигается легче, чем в случае Li_2O из-за более широкого интервала допустимых температур;
- меньшая, чем у Li_2O , химическая активность с водой;
- меньшая, чем у Li_2O , теплопроводность;
- лучшее, чем у Li_2O , сопротивление радиационному раопуханию;
- наведенная радиоактивность у алюминия и кремния.

5.4. Нейтронная активация конструкционных материалов

При оценке технологических требований, связанных с безопасностью реактора и захоронением радиоактивных отходов, необходимо прежде всего рассмотреть количества и характеристики элементов, образующихся в конструкционных материалах бланкета, так как именно эти материалы в основном определяют радиационную опасность при эксплуатации и в аварийных ситуациях. Табл.5.6 дает представление о полной радиоактивности топлива и конструкционных материалов реактора синтеза электрической мощностью 1000 МВт.

Из этой таблицы видно, что основной вклад в суммарную радиоактивность дают материалы конструкции. Вклад трития невелик (однако именно он будет определять радиационную опасность при утечке топлива вследствие летучести и высокой проникающей способности).

Для целого ряда материалов, конструкций бланкетов и нейтронной нагрузки первой отенки ($1-10 \text{ МВт/м}^2$) равновесная радиоактивность обычно имеет порядок $0,4-4 \text{ Ки}$ на ватт тепловой мощности реактора. Поэтому уровень наведенной активности довольно высок: 10^8-10^{10} Ки для электростанции с электрической мощностью 1000 МВт.

Таблица 5.6

Время после останковки	0		14 дней	
	Конструкционный материал			
	нерж. сталь	сплав V-Ti	нерж. сталь	сплав V-Ti
	Активность, Ки			
Полная	$3,3 \cdot 10^9$	$3,9 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^9$	$3,8 \cdot 10^8$
в том числе:				
конструкции	$3 \cdot 10^9$	$3,6 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^7$
третий	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$

Однако сам по себе такой уровень активности еще не дает полного представления о технологических проблемах, связанных с наличием радиоактивных веществ. Необходимо спланировать связанные с ними остаточное тепловыделение за счет ядерных реакций, биологические последствия, а также исследовать изменение активности во времени.

Ядерное остаточное тепловыделение. Ядерное остаточное тепловыделение является наиболее важной проблемой при спенке последующей аварийной останковки реактора, связанной с нарушениями в системе теплоносителя. Расчетное значение остаточного тепловыделения после останковки реактора обычно составляет 0,2-2% его тепловой мощности. Максимальная плотность мощности остаточного тепловыделения обычно имеет место на первой стенке blankets и почти линейно зависит от нейтронной нагрузки стенки. Значения плотности мощности остаточного тепловыделения на первой стенке после останковки реактора, нормированные к нейтронной нагрузке 1 МВт/м², находятся в интервале 0,5-1,0 Вт/см³.

Ожидаемая плотность мощности остаточного тепловыделения топлива в реакторах деления (например, в быстрых бридерах на жидком металле) будет на один-два порядка больше, чем на первой стенке термоядерного реактора. В процентном отношении остаточное тепловыделение в реакторах синтеза приближается к остаточному тепловыделению в реакторах деления. Однако ствод остаточного тепла в реакторах синтеза будет создавать меньше проблем, чем в реакторах деления. Это связано с тем, что в реакторах деления остаточное тепловыделение обусловлено реакцией, вызванной запаздывающими нейтронами, а также распадом осколков деления и радиоактивных изотопов (для расхолаживания реактора необходимы

специальные системы с надежным энергоснабжением). В термоядерном реакторе нет ни запаздывающих нейтронов, ни осколков деления, а остаточное тепловыделение связано с распадом радионуклидов, образованных нейтронами в материалах конструкции. Табл.5.7 дает представление о опаде остаточного энерговыделения в реакторе деления (с твэлами из UO₂ диаметром 10 мм) и конструкциях реактора синтеза (с первой стенкой из нержавеющей стали при нейтронной нагрузке 3,6 МВт/м²) и с времени до их расплавления в отсутствии охлаждения.

Таблица 5.7

Время после останковки реактора,	ТВЭЛ реактора деления	Реактор синтеза	
		I-я стенка	конструкции blankets
		Остаточное энерговыделение, Вт/м ³	
0	500	100	20
10	25	0,8	0,15
10 ³	8	0,7	0,1
10 ⁵	4	0,2	0,06
		Время до расплавления без охлаждения, с	
	400	10 ⁴ -∞	10 ⁵ -∞

В табл.5.8 приведены значения плотности мощности остаточного тепловыделения на первой стенке при останвке термоядерного реактора (нормированные к нейтронной нагрузке стенки 1 МВт/м²) и основные радиоизотопы для различных конструкционных материалов.

Данные таблицы свидетельствуют о оледующем:

1. Остаточное тепловыделение конструкции из SiC будет очень быстро спадать после останковки и через несколько часов будет определяться примесями в материалах.

2. Остаточное тепловыделение конструкций из SAP или ванадия будет быстро спадать после останковки и через несколько недель тоже станет определяться примесями. То же справедливо и для сплавов на основе ванадия с титановыми добавками. Если в сплав на основе ванадия добавить хром, то в течение времени примерно от одной недели до одного года после останковки изотоп ⁵¹Cr (период полураспада 278 дней) будет определять остаточное тепло-

выделение.

Таблица 5.8

SAP ¹⁾	SiC	V	Нержавеющая сталь	PE-16 ²⁾
Плотность мощности остаточного тепловыделения, Вт/см ³				
0,5	0,7	0,5	0,6	0,5
Радиоактивные изотопы (периоды полураспада)				
²⁴ Na (15ч)	²⁸ Al (2,3м)	⁵² V (3,8м) ⁵¹ Ti (5,8м) ⁴⁸ Sc (1,83д)	⁵⁶ Mn (2,58ч) ⁵⁸ Co (71,3д) ⁵⁵ Fe (2,6г) ⁵⁴ Mn (291д) ⁶⁰ Co (5,26г)	⁵⁸ Co (71,3д) ⁶⁰ Co (5,26г)

м - минуты, ч - часы, д - дни, г - годы

1). SAP-Sintered Aluminum Product (см.табл.5.I).

2). PE-16 - сплав NIMONIC.

3. Остаточное тепловыделение материалов на основе железа и никеля будет спадать относительно медленно. За время порядка нескольких лет оно будет определяться изотопом ⁶⁰Co (период полураспада 5,26 лет).

Биологические последствия. Для оценки биологических последствий влияния радиоизотопов вводят понятие потенциал биологического риска, как активность, деленную на предельно допустимую концентрацию (ПДК) для данного радиоизотопа. Потенциал биологического риска, определенный таким образом, четко не описывает реального воздействия на среду. Он не учитывает механизмы утечки радиоизотопов в окружающую среду. С другой стороны, потенциал биологического риска имеет гораздо больший смысл, чем активность. Он дает полезную меру для количественной оценки последствий радиоактивности.

В табл.5.9 приводятся значения потенциала биологического риска для основных радиоактивных веществ, появляющихся в конст-

рукциях blankets реакторов синтеза, и для изотопа плутония реакторов деления (быстрых бридеров на жидком металле). Единицы величины потенциала биологического риска в этой таблице - кубические километры воздуха на тепловой ватт мощности реактора. Они показывают, какой объем воздуха нужен для однородного разбавления полных количеств данных веществ до их ПДК. Уровни активности blankets из данных материалов могут изменяться на порядок по сравнению с приведенными в таблице в зависимости от конструкции blankets. Величины радиоактивности конструкционных материалов, приведенные в табл.5.9, типичны для относительно "высокоактивных" проектов. Потенциал биологического риска конструкции из SiC будет определяться примесями. Потенциал биологического риска конструкции на основе никеля будет аналогичен по величине и временной зависимости потенциалу биологического риска конструкции на основе нержавеющей стали. По данным табл.5.9 можно отметить следующие особенности:

1. Потенциал биологического риска, связанный с активированными конструкционными материалами в реакторах синтеза, будет на один-три порядка меньше потенциала биологического риска, связанного с изотопами плутония в реакторах деления. В совокупности с тем, что плотность мощности остаточного тепловыделения у материалов blankets ниже, чем у топлива реакторов деления, это говорит о том, что к технологическим приспособлениям, необходимым для уменьшения биологического воздействия в случае аварийной ситуации, требования могут быть менее строгими в реакторе синтеза, чем в реакторе деления. Это не означает, что термоядерные реакторы обязательно будут безопаснее реакторов деления, а лишь указывает, что технологическое и инженерное обеспечение данной степени безопасности в реакторах синтеза может оказаться проще.

2. В течение нескольких недель после остановки реактора синтеза потенциал биологического риска конструкции на основе SAP будет определяться радиоактивным изотопом ²⁶Al и активностью примесей. В конструкции на V -20 % Ti потенциал биологического риска будет зависеть от радиоактивного изотопа ⁴⁵Ca в течение нескольких лет и активности примесей в течение более длительного периода. В конструкциях на основе железа и никеля потенциал биологического риска будет сохраняться довольно высоким в течение 10-30 лет.

3. В отходах обедненного топлива реакторов деления будет примерно 0,5 % плутония от общего количества плутония; это пост-

Таблица 5.9

Компонент	Период полураспада	Активность, Ки/Вт _t	Предельно допустимая концентрация в воздухе ¹⁾ мкКи/см ³	Потенциал биологического риска, км ³ возд./Вт _t
SAP				
²⁴ Na	15 ч	0,5	5·10 ⁻⁹	0,1
²⁶ Al	8·10 ⁵ г	2,8·10 ⁻⁶	8·10 ⁻¹¹	3,5·10 ⁻⁵
Вся конструкция				0,1
V - 20%Ti				
⁴⁶ Sc	83,9 д	5,1·10 ⁻³	8·10 ⁻¹⁰	6,4·10 ⁻³
⁴⁵ Ca	164 д	4,7·10 ⁻³	10 ⁻⁹	4,7·10 ⁻³
⁴⁸ Sc	44 ч	2,3·10 ⁻²	5·10 ⁻⁹	4,5·10 ⁻³
Вся конструкция				0,017
Нержавеющая сталь				
⁵⁴ Mn	291 д	0,13	10 ⁻⁹	0,13
⁶⁰ Co	5,26 г	0,015	3·10 ⁻¹⁰	0,05
⁵⁵ Fe	2,6 г	1,0	3·10 ⁻⁸	0,03
⁵⁹ Ni	8·10 ⁴ г	2·10 ⁻⁶	2·10 ⁻⁸	10 ⁻⁷
Вся конструкция				0,4
Реакция деления				
²³⁹ Pu	2,4·10 ⁴ г	6·10 ⁻⁵	6·10 ⁻¹⁴	1,0
Все изотопы плутония				8,3

1) с учетом непрерывного радиационного воздействия на человека (168 часов в неделю) в неконтролируемой зоне.

ребуется длительной выдержки или "окончательного" захоронения. Если в реакторах синтеза применять конструкции на основе **SAP**, **SiC** или ванадия, то можно было бы повторно использовать материал blankets после сравнительно короткого периода охлаждения (около 10 лет). Не исключено повторное использование материалов на основе железа и никеля, однако при этом потребуются длитель-

ные периоды охлаждения (по крайней мере 50 лет).

На рис.5.4 показано, как снижается радиоактивность, индуцированная в некоторых материалах термоядерного реактора нейтронами, с течением времени (для оравнения пунктиром показана кривая снижения радиоактивности отходов жидкометаллического бридера на быстрых нейтронах).

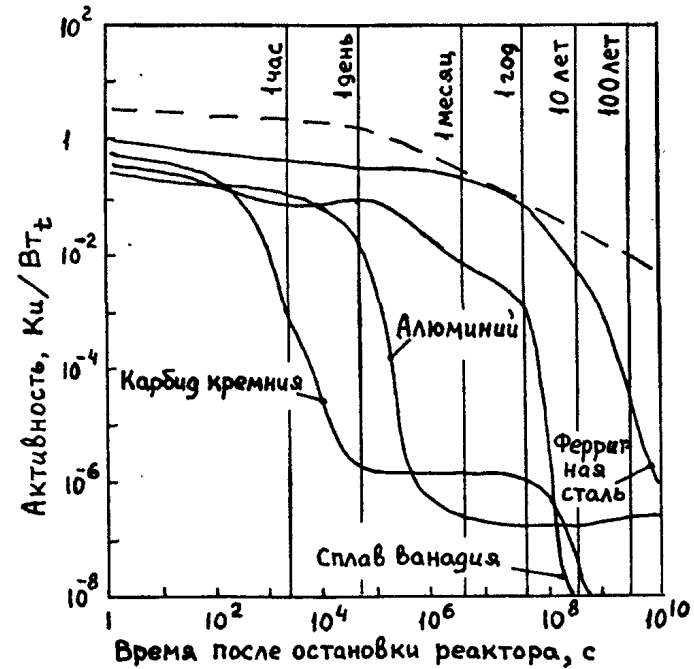


Рис.5.4

Очень важным является вопрос о том, можно ли будет избавляться от материалов, обработанных в реакторах синтеза, путем захоронения их на небольших глубинах. По официальным рекомендациям, разработанным в США, все радиоактивные отходы делятся на три категории. К категории А относятся те материалы, для которых уровень радиоактивности по истечении 10 лет можно считать безопасным. Это означает, что человек, попавший в область захоронения и находящийся там, получит в течение года дозу, не более чем в 5 раз превышающую естественный фон. В класс В входят химически стабильные материалы, которые достигают безопасного уровня радиоактивности по истечении 100 лет. Материал должен

быть захоронен таким образом, чтобы доза, полученная в районе захоронения, не превысила более чем на несколько процентов естественный уровень радиоактивности. К категории С тоже относятся химически стабильные материалы, однако они достигают безопасного уровня только через 500 лет. В этом случае материал должен быть захоронен на глубине не менее 5 м и место захоронения должно иметь естественные или искусственные заграждения. Если материалы не подходят ни под одну из этих категорий, то в их отношении нужны более серьезные меры, такие, например, как захоронение на больших глубинах.

Реакторы синтеза могут быть сооружены из материалов, которые можно будет хранить посредством захоронения на небольших глубинах. В частности, отходы от реакторов синтеза, построенных из железо-марганцево-хромистых сталей, будут относиться к материалам категории С. Если же применять конотрукции на основе сплавов ванадия, титана, алюминия или керамических материалов, таких как графит или карбид кремния, то отходы будут принадлежать к категории В. Однако применение в конотруциях бланкета таких материалов, как SAP , SiC и оплавов на основе тугоплавких металлов, требует значительных усилий для разработки технологии их производства. Например, SiC является крайне хрупким материалом. Перед изготовлением крупных элементов из этого материала необходимо провести тщательное изучение прочностных свойств и качественную проверку в рабочих условиях.

5.5. Запасы материалов

Выбор материалов для промышленной термоядерной энергетики будет в большой степени зависеть от их ресурсов. Специфические требования к ресурсам вытекают из использования следующих материалов:

- 1) меди (или алюминия) в качестве проводника обычных и сверхпроводящих магнитных катушек;
- 2) гелия в качестве криогенного охладителя;
- 3) лития в качестве топлива (для воспроизводства трития) и теплоносителя;
- 4) титана, ванадия и молибдена в качестве конотруционных материалов;
- 5) титана, ванадия и ниобия для сверхпроводящих материалов;
- 6) оцинца в качестве экранирующего материала катушек.

Таблица 5.10

Материал	Применение	Запас на мощность 10^6 МВт, мегатонны	Потребность 2000 г. (прогноз США), мегатонны	Мировые запасы, мегатонны	Количество, со-державшееся в верхних 10 м земной коры, мегатонны	Отношение за-пасов в земной коре к мировым запасам
Алюминий	Проводник катушки	1,0-2,6	33	1000	$5,1 \cdot 10^8$	$5,1 \cdot 10^3$
Медь	Проводник катушки	3,2	7	300	$2,3 \cdot 10^5$	$7,6 \cdot 10^2$
Гелий	Рефрижерант	0,04	0,02	1	$4 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$
Литий	Топливо, теплоноситель	0,95	0,014	0,8	$2 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^5$
Титан	Конотрукция, сверхпрово-дящие мате-риалы	0,5	2	150	$2,8 \cdot 10^7$	$1,9 \cdot 10^5$
Ванадий	Конотрукция, сверхпрово-дящие мате-риалы	2,4	0,03	10	$6,6 \cdot 10^5$	$6,6 \cdot 10^4$
Молибден	Конотрукция	2,8	0,09	5,4	$6,2 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^3$
Свинец	Экраниро-вание	11	2,5	95	$9,4 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^3$

В табл.5.10 приводятся оценки количества материалов, необходимых для промышленного производства электрической мощности 10^6 МВт. Эти оценки выполнены для реактора на основе токамака. В таблице указываются различные материалы для одних и тех же применений, поэтому не каждый из перечисленных материалов потребуются в указанном количестве. Для каждого материала указаны также следующие данные: 1) прогнозируемая на 2000 год потребность (по данным США); 2) измеренные и известные мировые запасы; 3) количество вещества, содержащееся в верхних 10 м земной коры; 4) отношение этого количества к известным мировым запасам. На основании этих данных можно сделать следующие замечания:

1. Потребности в алюминии указаны с учетом потребностей в меди. Потребности в алюминии и титане не создадут серьезных технологических трудностей.

2. Потребность в меди должна привести к расширению мощностей по ее производству и относительно широким работам по разведке залежей.

3. Для гелия указано количество, содержащееся в атмосфере. Потребность в гелии должна привести к расширению мощностей по его производству. Возможно, потребуется его извлечение из атмосферы.

4. В морской воде содержится примерно такое же количество лития, как в земной коре, и при разработке соответствующей технологии он может быть извлечен. Потребность в литии должна привести к расширению мощностей по его производству и к дополнительной разведке залежей. Использование лития лишь для производства трития может существенно снизить потребность в нем.

5. Потребности в ванадии и молибдене даны с учетом потребностей в ниобии (скорректировано с учётом плотностей). Эти потребности должны привести к расширению производства и к дополнительной разведке залежей. Ванадия и ниобия довольно много в земной коре, но молибдена значительно меньше.

6. Потребность в свинце также должна привести к расширению производственных мощностей, запасы же его довольно хорошо разведаны.

На сегодняшний день по запасам материалов нет ограничений для широкого развития термоядерной энергетики.

ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Альтовский И.В. Радиационные нарушения//Итоги науки и техники. ВИНТИ. Metalловед. и терм.обработ. М.: 1987. 21. С.3-52.
2. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1961.
3. Вотинов С.Н., Альтовский И.В. Металлы и сплавы в ядерной энергетике//Итоги науки и техн. ВИНТИ. Metalловед. и терм.обработ. М.: 1989. 23. С.84-126.
4. Елизаров Л.И., Кулыгин В.М., Семашко Н.Н. Термоядерная энергетика. М.: Моск.энерг.ин-т, 1984.
5. Карташев К.Б., Максименко Б.П., Рудаков Л.И., Рютов В.Д., Семашко Н.Н. Состояние и прогноз развития исследований по управляемому термоядерному синтезу. М.: Ин-т атомной энергии, 1983.
6. Лукьянов С.Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. М.: Наука, 1975.
7. Муховатов В.С. Токамаки//Итоги науки и техники. Физика плазмы. М.: ВИНТИ. 1980.1, ч. 1,6.
8. Хеглер М., Кристиансен М. Введение в управляемый термоядерный синтез. М.: Мир, 1980.
9. INTOR. Phase Two A. Part 1/International Atomic Energy Agency. Vienna: 1983.
10. ITER Conceptual Design Report/International Atomic Energy Agency. Vienna: 1991.
11. Status Report on Controlled Thermonuclear Fusion/International Atomic Energy Agency. Vienna: 1990.
12. Steiner D. The Technological Requirement For Power by Fusion // Proc. IEEE. 1975. 63, p1568-1608.
13. U. S. Contribution to the International Tokamak Reactor. Phase- 2A. Part 1 Workshop. 1985. Vol.1.

1. РЕАКЦИИ СИНТЕЗА В ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ. ОСОБЕННОСТИ ТЕРМО- ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ	3
1.1. Основные представления	3
1.2. Удержание плазмы. Потери энергии	9
1.3. Энергобаланс в плазме. Критерий Лоусона.	18
2. ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ В ТЕРМОЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ	21
2.1. Плотность мощности и плотность частиц в термоядер- ном реакторе	21
2.2. Идеальная пороговая температура. Параметр удержа- ния плазмы	22
2.3. Напряженность магнитного поля	24
2.4. Сводка параметров, необходимых для осуществления управляемого термоядерного синтеза	25
3. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА	25
3.1. Принципиальные физические схемы термоядерных установок с магнитным удержанием плазмы	25
3.2. Уравнения баланса мощностей	36
3.3. Общая схема термоядерного реактора	50
3.4. Оценка конструктивных параметров термоядерного реактора и его выходной электрической мощности	62
3.5. Принципиальная схема термоядерной электростанции	68
4. ПРОБЛЕМЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ РЕАКТОРОВ	70
4.1. Третий	70
4.2. Инжекция топлива	81
4.3. Термгидродинамика	84
4.4. Магнитные системы	87
5. МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ	90
5.1. Влияние облучения на металлы и сплавы	90
5.2. Керамические электроизоляционные материалы	103
5.3. Совместимость материалов	104
5.4. Нейтронная активация конструктивных материалов	111
5.5. Запасы материалов	118

Владимир Матвеевич Белокопытов
Николай Николаевич Семашко
Павел Дмитриевич Хромов

ТЕРМОЯДЕРНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РЕАКТОРЫ И СТАНЦИИ.
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ УСТАНОВОК С МАГНИТНЫМ
УДЕРЖАНИЕМ ПЛАЗМЫ

Учебное пособие по курсу

"Термоядерные энергетические реакторы
и станции"

(Кафедра общей физики и ядерного синтеза)

Технический редактор Л.А.Сукомел

Темплан издания МЭИ 1995 (I), учебн.

Подписано к печати 3.10.95 г.

Формат 60x84/16

Физ. печ. л. 7,75

Уч.-изд. л. 6.1 Цена 1700 руб

Тираж 500

Изд. №74 Заказ 229

Отпечатано в типографии ЦНИИ "Электроника"