

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ИССЛЕДОВАНИЯ ПО УПРАВЛЯЕМЫМ ТЕРМОЯДЕРНЫМ
РЕАКЦИЯМ В СССР****Л. А. Арцимович**

ВВЕДЕНИЕ

§ 1. Идеи об осуществлении управляемых термоядерных процессов для энергетического использования реакций синтеза легких ядер высказывались уже давно, но только после многих лет подготовительной работы, результаты которой были внешне совершенно незаметными, появились обоснованные надежды на возможность успешного решения этой задачи. После этого началось быстрое расширение масштаба исследований, и разработка методов получения управляемых термоядерных реакций стала для атомной техники самой важной проблемой.

Большую роль в нарастании темпов научного исследования сыграла тенденция к смягчению тех жестких рамок секретности, которые ранее полностью изолировали друг от друга физиков, работающих над этой проблемой в разных странах. Пока в этой области господствовала доктрина о том, что опасность обнародования своих научных результатов не может быть скомпенсирована выгодой от получения зарубежной научной информации, исследования развивались медленно. Существенный сдвиг произошел после того, как в 1956 г. были впервые сообщены некоторые результаты работ, выполненных в СССР, и вслед за этим начали постепенно появляться публикации исследований, проведенных в Англии и США. Благодаря этому возникла возможность некоторого обмена идеями и опытом, что имеет совершенно неопределимое значение в работе над такой научно-технической головоломкой, которую представляет проблема управляемых термоядерных реакций.

В настоящее время, несмотря на широкий размах исследований по управляемым термоядерным реакциям, они все еще находятся в стадии разведки различных путей подхода к проблеме. Ни один из этих путей не разведан еще настолько далеко, чтобы можно было утверждать, что он гарантирует успех. По-видимому, можно считать общепринятым только убеждение в том, что решение проблемы должно заключаться в правильном выборе способа магнитной термоизоляции, позволяющего практически реализовать идею об удержании горячей плазмы сильным магнитным полем.

§ 2. Методы использования магнитного поля для целей термоизоляции и нагревания плазмы можно разделить на две основные группы. К одной из них относятся методы ускорения плазмы электродинамическими силами, а к другой — методы получения равновесных плазменных конфигураций, т. е. таких состояний, при которых давление плазмы

уравновешивается магнитным давлением. Различие между указанными двумя группами методов приобретает отчетливую форму, если его выразить на языке магнитной гидродинамики. Как известно, в магнитной гидродинамике исследуются общие законы поведения проводящей жидкости в магнитном поле. С микроскопической точки зрения плазму при известных условиях, которые мы будем считать выполненными, можно рассматривать как аналог проводящей жидкости. Уравнение, характеризующее поведение плазмы под действием электродинамических сил, имеет следующий вид:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H} - \text{grad} p. \quad (1)$$

Величины \mathbf{v} и ρ обозначают соответственно скорость и плотность некоторого элементарного объема плазмы, перемещающегося под действием электродинамических сил и разности давлений. Все члены уравнения отнесены к единице объема плазмы. Электродинамическая сила, действующая на единицу объема плазмы, представлена первым членом в правой части уравнения. Она обусловлена взаимодействием магнитного поля с токами, текущими в плазме (\mathbf{H} обозначает напряженность поля и j — плотность тока).

Достаточно бросить взгляд на это уравнение, чтобы сразу же увидеть два крайних случая, каждый из которых характеризует большую группу методов термоизоляции.

Если газокинетическое давление относительно невелико, то электродинамическая сила будет уравновешиваться «силами инерции»:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}.$$

При этих условиях плазма под действием электродинамических сил будет как целое приобретать направленную скорость, которая может значительно превзойти скорость хаотического теплового движения ионов. Кинетическую энергию направленного движения, полученную плазмой при ее ускорении в магнитном поле, можно использовать для последующего нагревания вещества — в процессах типа кумулятивного сжатия, при ударе разогнанных плазменных сгустков о мишень и т. д. Конкретные способы такого использования будут описаны ниже.

Для рассматриваемого вида взаимодействия плазмы с магнитным полем характерна очень малая длительность процесса. По порядку величины она равна a/v , где a — расстояние, на которое перемещается плазма под действием ускоряющих сил, а v — достигаемая скорость. В практически интересных случаях длительность процесса ускорения должна быть порядка 10^{-6} — 10^{-5} сек. Очевидно, что такие кратковременные импульсные процессы представляют существенный интерес только в том случае, если их можно использовать в качестве первой фазы нагревания плазмы. Эта фаза должна заканчиваться превращением кинетической энергии в тепло и переходом к некоторому квазистационарному состоянию, в котором быстрые движения инерционного характера, оставшиеся в наследство от первой фазы, должны затухать за очень короткий промежуток времени.

Противоположный случай будет иметь место, если ускорение плазмы мало и «инерционным членом»; стоящим в левой части уравнения, можно пренебречь по сравнению с градиентом давления. В этом случае газокинетическое и магнитное давление все время уравновешивают друг друга:

$$\text{grad} p = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}.$$

Можно представить себе множество различных путей для осуществления таких равновесных плазменных конфигураций, характеризующих квазистационарное состояние плазмы в магнитном поле. Среди этих путей в настоящее время более или менее отчетливо выделяются следующие направления:

а) разработка методов удержания и нагрева плазмы в системах с большим замкнутым разрядным током, который поддерживается внешним напряжением и стабилизируется внешним магнитным полем;

б) исследование магнитных ловушек, в которых высокотемпературная плазма образуется путем накопления быстрых частиц, инжектируемых в ловушку.

Классификация различных методов подхода к проблеме получения и удержания высоких температур в плазме, приведенная выше, является, конечно, весьма неполной, но в рамках данной статьи вполне естественной, так как она соответствует основным направлениям исследовательской работы по управляемым термоядерным реакциям в СССР.

§ 3. Прежде чем излагать конкретные результаты, полученные в теоретических и экспериментальных исследованиях по указанным главным направлениям, мы остановимся на некоторых вопросах, относящихся к общим свойствам будущих термоядерных реакторов, заранее соглашаясь с упреком в том, что на данной стадии наших знаний обсуждение этих вопросов может базироваться только на вере в конечное торжество человеческой изобретательности.

Прежде всего нужно отметить, что независимо от того, какой конкретный вариант магнитной системы предлагается для технического решения задачи об использовании термоядерной энергии, эта система должна удовлетворять одному основному условию: освобождающаяся энергия ядерного синтеза должна с избытком компенсировать затраты энергии из других источников на поддержание высокой температуры в плазме.

Простые соображения показывают, что это условие может быть записано в форме следующего соотношения между основными параметрами, определяющими работу термоядерного генератора:

$$H^2\tau > A(1 - \eta). \quad (2)$$

В этой формуле H — напряженность магнитного поля, удерживающего плазму, а τ — длительность поддержания высокой температуры в плазме. Величина η обозначает ту долю запаса тепловой энергии плазмы, которая в конце рабочего цикла превращается в электроэнергию. Постоянная A зависит от выбора ядерного горючего. При наиболее оптимистических предположениях о характере процессов, происходящих в термоядерном генераторе, эту постоянную можно принять равной 10^{10} , если реакции идут на чистом дейтерии, и 10^8 — при работе на смеси D и T с равным содержанием обеих компонент. Эти минимальные значения постоянной соответствуют предположению о том, что термоядерные реакции в плазме происходят при «оптимальной» температуре, которая для дейтерия составляет 50 кэВ ($5 \cdot 10^8 \text{ град}$), а для смеси D и T 15 кэВ ($1,5 \cdot 10^8 \text{ град}$).

При использовании неравенства (2) с указанными значениями постоянной A нужно иметь в виду, что, строго говоря, оно относится к идеальному случаю, когда уход частиц из плазмы в высокотемпературном режиме отсутствует. Это означает, что время жизни частицы совпадает с длительностью поддержания высокой температуры в плазме.

Из условия (2) вытекает, что чем короче отрезок времени, в течение которого поддерживается высокая температура, тем более высокие требования должны предъявляться к напряженности магнитного поля. Для того чтобы эти требования могли быть удовлетворены средствами

современной электротехники, необходимо обладать методом, позволяющим удерживать быстрые частицы внутри плазмы в течение таких промежуточных времени, которые измеряются многими секундами или даже десятками секунд. Так, если положить $\tau = 10 \text{ сек}$, то напряженность поля в генераторе с чистым дейтерием должна быть порядка 30 000 эрстед. Такое значение напряженности поля еще укладывается в технически мыслимые пределы для стационарной аппаратуры. Однако следует отметить, что в этом случае мощность выделяющегося в единице объема генератора невелика и для того, чтобы такая сложная машина имела технический смысл, она должна обладать весьма большими размерами.

§ 4. Рассмотрим теперь вопрос о прямом преобразовании термоядерной энергии в электрическую. Энергия, выделяющаяся в результате реакции синтеза, состоит из двух частей, неравноценных по той роли, которую они играют в процессе работы термоядерного генератора. Та часть энергии, которая уносится нейтронами, не оказывает влияния на процессы, происходящие в плазме. В балансе электроэнергии, вырабатываемой генератором, эта доля может участвовать с коэффициентом не выше 0,3 (т. е. с таким же коэффициентом, как и энергия, освобождающаяся в обычных атомных электростанциях, использующих реакции деления тяжелых ядер). Другая часть энергии ядерного синтеза, приходящаяся на образующиеся при реакции заряженные частицы большой энергии, выделяется непосредственно в плазме, приводит к повышению ее температуры и может быть превращена в электроэнергию с к. п. д., близким к единице.

Возможность такого преобразования обусловлена тем, что при магнитной термоизоляции ядерное горючее, находящееся при высокой температуре, окружено со всех сторон сильным магнитным полем, которое играет роль эластичной оболочки, сжимающей плазму. Если плазма, нагретая до высокой температуры, начнет расширяться, то ее тепловая энергия будет расходоваться на работу против сил магнитного давления, т. е. будет превращаться в электромагнитную энергию. Если наибольшая температура плазмы в начале ее расширения равна T_1 , а наименьшая температура, до которой плазма охлаждается в конце каждого цикла работы термоядерного генератора, равна T_2 , то максимальная величина η будет определяться известной формулой

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Отсюда следует, что по крайней мере в принципе можно добиться того, чтобы величина η была очень близка к единице, так как верхний уровень температуры в тепловом цикле генератора очень высок, и поэтому отношение T_2/T_1 может быть сделано достаточно малым.

Однако следует иметь в виду, что сильное понижение температуры при расширении может быть осуществлено только за счет большого увеличения объема, занимаемого плазмой. В том случае, когда расширение происходит адиабатически, температура изменяется обратно пропорционально $V^{2/3}$, где V — объем, занимаемый плазмой. Поэтому для того, чтобы превратить в электроэнергию большую часть запаса тепловой энергии плазмы, необходимо во много раз увеличить занимаемый ею объем. Это означает, что в течение того промежутка времени, когда плазма обладает наивысшей температурой и является источником термоядерной энергии, она занимает лишь очень незначительную часть объема вакуумной камеры термоядерного генератора, а весь остальной объем заполнен только сильным магнитным полем. Малая эффективность использования объема генератора при η , близком к 1, должна привести к выбору для η

некоторого компромиссного значения, которое, вероятно, не будет превышать 0,75.

Основное преимущество непосредственного превращения тепловой энергии плазмы в электрическую заключается в том, что при таком методе утилизации запаса тепловой энергии плазмы значительно снижаются необратимые тепловые потери (величина которых пропорциональна $1-\eta$) и, кроме того, облегчается тепловой режим системы благодаря уменьшению тепловой нагрузки стенок камеры, в которой находится плазма.

Общее количество энергии, вырабатываемой термоядерным генератором, не должно сильно зависеть от того, будет ли использовано прямое превращение тепловой энергии плазмы в электрическую, или же эта энергия будет передана промежуточному теплоносителю. В этом нетрудно убедиться, если учесть, что большая часть энергии, освобождающейся при ядерном синтезе, уносится нейтронами и поэтому не может быть прямо преобразована в электроэнергию.

§ 5. Разработка методов возбуждения управляемых термоядерных реакций базируется на предположении о том, что источником энергии должен служить либо дейтерий, либо смесь дейтерия с тритием. Из этих двух видов ядерного горючего ближайшее будущее, по-видимому, должно принадлежать смеси DT. Главным ее преимуществом является большая величина эффективного сечения реакции. Выход реакций в смеси с равным содержанием D и T во всем практически интересном интервале температур превышает выход реакций в чистом D на два порядка величины. Хотя в настоящее время тритий, получаемый из обычных атомных реакторов, представляет собой очень дорогое ядерное горючее, но это может вызвать лишь кратковременное затруднение в его использовании, так как существуют методы, позволяющие с избытком возмещать потери трития, выгорающего в термоядерном генераторе.

При каждом элементарном акте реакции dt исчезает одно ядро трития и рождается быстрый нейтрон с энергией 14,1 Мэв, уходящий из плазмы. Если окружить термоядерный генератор достаточно толстым слоем такого вещества, в котором под действием быстрых нейтронов будет идти реакция $(n, 2n)$, то можно значительно увеличить первоначальный нейтронный поток. Для размножения нейтронов с помощью реакций $(n, 2n)$ можно воспользоваться либо бериллием, либо такими тяжелыми элементами, как свинец или висмут. В этих веществах при энергии нейтронов 14,1 Мэв реакция $(n, 2n)$ по величине эффективного сечения преобладает над другими конкурирующими ядерными процессами. Если в качестве оболочки термоядерного реактора будет применено какое-либо из указанных веществ, то число нейтронов должно будет возрасти по грубой оценке в 1,5—2,0 раза. Этот увеличенный поток нейтронов можно использовать для расширенного воспроизводства трития с помощью реакции расщепления Li^6 . Анализ данных, относящихся к реакциям $(n, 2n)$ и реакции образования трития, показывает, что даже при очень осторожных предположениях коэффициент воспроизводства трития в одном рабочем цикле термоядерного генератора нетрудно будет довести до величины, превышающей 1.

Таким образом при работе на смеси DT можно обеспечить такие условия, при которых запас трития будет с течением времени непрерывно возрастать. Поэтому до той поры, пока не появится опасность, что будут израсходованы все доступные запасы Li^6 на земле, термоядерные реакторы будут работать на смеси DT с регенерацией трития. К этому можно добавить, что если даже в силу каких-либо причин придется отказаться от регенерации трития и перейти к работе на дейтерии, то и в этом случае

основной энергетический эффект будет получаться от использования трития, образующегося при реакции dt .

Перейдем теперь к изложению материала, накопленного за последние годы в теоретических и экспериментальных исследованиях, которые велись в СССР по проблеме управляемых термоядерных реакций. Наибольшее внимание при этом будет обращено на результаты новых работ, которые еще не являлись предметом широкого обсуждения. Излагаемый материал распределяется в соответствии с указанными выше направлениями исследований.

1. ИМПУЛЬСНЫЕ ПРОЦЕССЫ МАЛОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

§ 6. При изучении импульсных процессов малой длительности главные усилия до сих пор были сосредоточены на выяснении закономерностей мощных импульсных разрядов в дейтерии при низком давлении. Основная идея здесь заключается в том, чтобы получить в сжатом плазменном шнуре на короткий промежуток времени высокую температуру и большую плотность. Исследование импульсных разрядов с очень большой скоростью нарастания тока ($10^{10} - 10^{11}$ а/сек) показало, что при таких разрядах, независимо от того, происходят ли они в прямых трубках или тороидальных камерах, основную роль играет ускорение плазмы электродинамическими силами. В начальной фазе импульсного разряда происходит сжатие плазмы к оси разрядной трубки, являющееся первой стадией быстрых колебаний плазменного шнура. Максимальное значение температуры и плотности достигается в те моменты времени, когда радиус шнура имеет минимальную величину.

Теоретический анализ явлений, происходящих в плазме при импульсных разрядах, прошел два этапа. Сначала для качественного объяснения динамики плазменного шнура была использована очень простая модель. Рассматривалось движение всей массы ионизованного газа как целого под действием заданных электродинамических сил. На следующем этапе развития теории была предпринята попытка провести более строгий количественный расчет сжатия и пульсации плазменного шнура, учитывающий образование и кумуляцию ударной волны в плазме и изменение массы движущегося газа со временем. Такой расчет был выполнен в магнитогидродинамическом приближении, в котором плазма рассматривалась как одноатомный газ с постоянной проводимостью. Даже при такой идеализированной постановке задача сводится к сложной системе дифференциальных уравнений в частных производных, которая может быть решена только численным интегрированием на больших электронных машинах.

В результате решения задачи мы получаем данные о плотности, температуре и скорости направленного движения для каждого участка плазменного шнура в различные моменты времени, а также данные о распределении плотности тока, магнитного и электрического поля в плазме. Объем этой информации значительно превышает то, что могут дать методы экспериментального исследования свойств плазмы. Однако для ряда существенных пунктов достоверность теоретических результатов может быть проверена путем сравнения с данными экспериментов. Это сравнение может быть проведено для распределения плотности тока и скорости радиального движения плазмы, так как эти характеристики процесса доступны для экспериментального определения. Такое сравнение теории и эксперимента, проведенное для ряда частных случаев, обнаружило в основных чертах удовлетворительное согласие между их результатами — по крайней мере по отношению к начальной стадии импульсного процесса, до второй фазы сжатия. Поэтому можно считать оправданным использова-

ние результатов теоретического расчета также и для оценки величин, которые экспериментально трудно измерить с достаточной точностью. Важнейшими из таких характеристик плазмы являются температура в момент максимальной кумуляции ударной волны и распределение плотности вещества в этот момент времени.

Как показали результаты численных расчетов, для оценки нижней границы значения температуры в момент первого максимального сжатия можно пользоваться следующей формулой:

$$\bar{T} = 4,6 \cdot 10^{12} \frac{I^2}{N}, \quad (3)$$

где I — сила тока в $ка$ в этот момент времени и N — число частиц одного знака на единицу длины плазменного шнура. Эта формула дает среднее значение температуры плазмы (в $кэв$) в предположении об идеальном теплообмене между ионами и электронами. Распределение температуры по радиусу шнура схематически изображено на рис. 1. Пунктирная линия соответствует среднему значению \bar{T} . На малых расстояниях от оси температура благодаря кумулятивному эффекту, создаваемому набегающей ударной волной, резко возрастает и в несколько раз превосходит среднюю величину. Если дополнительно учесть, что в типичных условиях эксперимента тепловое равновесие между ионами и электронами достигается к моменту максимального сжатия лишь при $T < 0,1$ $кэв$, то становится очевидным, что приведенная выше формула отвечает наиболее осто-

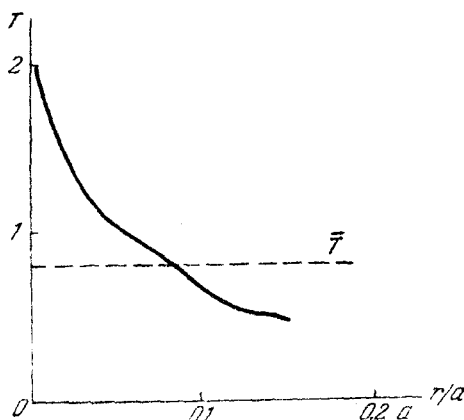


Рис. 1.

рожным тенденциям при определении температуры ионов для реального плазменного шнура. Поэтому мы без опасений воспользуемся ею для оценки нижней границы температур, достигнутых в последних опытах с импульсными разрядами большой мощности.

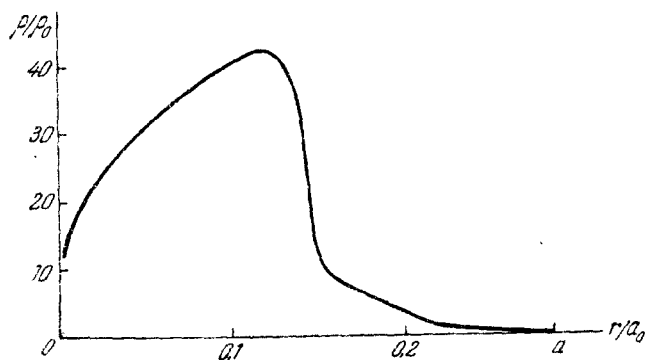


Рис. 2.

На рис. 2 изображено распределение плотности вещества в момент кумуляции. Максимальная величина плотности в этот момент времени в 30—40 раз превосходит первоначальное значение плотности для газа. Одной из интересных особенностей найденного теоретически распределения плотности является ее уменьшение в окрестности оси шнура. Такой характер изменения плотности непосредственно связан с повышением

температуры вблизи оси (давление, пропорциональное rT , должно в этой области выравниваться).

§ 7. Эксперименты по изучению импульсных разрядов большой мощности, выполненные за последние годы, продолжали главную линию исследования, намеченную в первом цикле работ, результаты которых, опубликованные в 1956 г., хорошо известны. В новых экспериментах большое внимание уделялось повышению параметров импульсного разряда с целью продвижения в область все более высоких температур.

Усовершенствования в конструкции разрядника и системы электрического питания позволили значительно поднять напряжение на единицу длины разрядной трубки и одновременно с этим снизить паразитную индуктивность контура. Благодаря этому удалось в несколько раз увеличить скорость нарастания тока и поднять силу тока в момент первого сжатия до величины, превышающей 50 ка (в разрядной камере длиной в 50 см и диаметром 40 см). На рис. 3 изображена

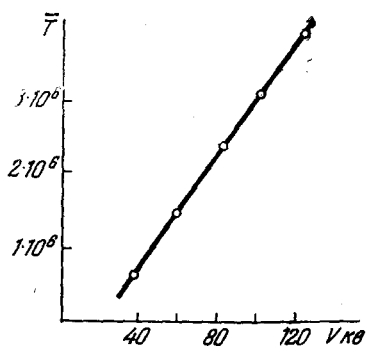


Рис. 3.

зависимость температуры в плазменном шнуре от начального напряжения, приложенного к разрядной трубке, наполненной дейтерием при исходном давлении 0,05 мм рт. ст. Температура вычислялась по формуле (3), дающей, как уже говорилось выше, заведомо заниженные значения. Поэтому можно с большой степенью уверенности полагать, что в указанных опытах действительно была достигнута температура, превышающая 3—4 миллиона градусов. Отсюда, в частности, можно сделать вывод, что нейтронное излучение, наблюдаемое в этих условиях, в заметной доле обусловлено термоядерными реакциями.

В связи с этим следует отметить, что при таких процессах повышенной мощности нейтроны возникают сразу же после первой фазы сжатия, т. е. в момент, когда и температура, и плотность максимальны, и длительность нейтронного импульса затягивается на промежуток времени порядка 1 микросекунды.

Однако в настоящее время доказательство или опровержение термоядерного происхождения небольшой вспышки нейтронного излучения в импульсном разряде вряд ли представляет столь большое значение, чтобы дискуссии по этому поводу следовало уделять особенное внимание. Поэтому я не считаю необходимым упорно настаивать на том, что в упомянутых опытах действительно наблюдались термоядерные реакции. Вопрос о том, принадлежит ли данный нейтрон к благородной расе потомков термоядерных реакций или же он является сомнительным детищем темного ускорительного процесса, может волновать сердце представителя широкой прессы, но на данной стадии разработки нашей проблемы не должен смущать специалистов. Когда число нейтронов, возникающих при одном разрядном импульсе, достигнет величины, превышающей 10^{12} , тогда сами собой исчезнут всякие сомнения в происхождении этого эффекта.

Однако для того, чтобы достигнуть такой интенсивности термоядерного нейтронного излучения в импульсных разрядах, необходимо вести эксперименты на значительно более высоких параметрах электрических контуров, чем это делалось до сих пор. Главная трудность на этом пути

состоит в том, что дальнейшее повышение мощности разрядного импульса ограничивается нагреванием стенок камеры. До известного предела с этим затруднением можно бороться путем перехода к камерам с секционированными металлическими стенками. Однако далее следует испытывать другие пути, среди которых обращает на себя внимание магнитная защита стенок и переход к вакуумным камерам с местным впуском направленных потоков газа.

Кроме указанной серии экспериментов с разрядами повышенной мощности, был выполнен также ряд других исследований, посвященных изучению различных свойств высокотемпературной плазмы импульсного разряда. Существенно продвинулись вперед спектроскопические исследования плазмы. После того, как был разработан метод получения времен-

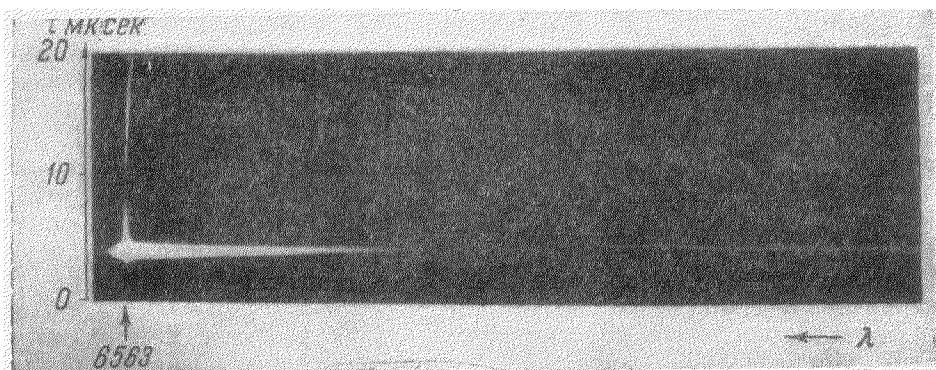


Рис. 4.

ных разверток спектрограмм разряда, удалось установить, что в момент первого максимального сжатия на спектрограмме во всем диапазоне наблюдается резкая вспышка континуума. Эта вспышка очень ярко выражена на снимке, который мы приводим (рис. 4). На нем изображена развернутая во времени спектрограмма разряда в водороде при начальном давлении 0,1 мм и начальном напряжении 35 кВ. Вспышка континуума объясняется тем, что в момент максимального сжатия скачком возрастает степень ионизации плазмы, а следовательно, и концентрация свободных электронов, благодаря чему возникает интенсивное тормозное излучение и свечение рекомбинации. Измеряя интенсивность континуума в некотором определенном спектральном интервале, можно с достаточной точностью измерить плотность плазмы (в предположении полной ионизации).

Как показывает расчет, благодаря случайной игре чисел интенсивность излучения очень нечувствительна к величине электронной температуры. По этой причине произвол в выборе электронной температуры практически не сказывается на определении плотности по измерениям спектрального континуума. Измерения плотности, выполненные таким путем, дают результаты, находящиеся в хорошем согласии с цифрами, которые получаются из магнитогидродинамической теории.

Спектральные исследования позволяют также оценивать температуру плазмы по доплеровскому расширению линий примесей. Этот метод пока применялся только к разрядам при стандартных условиях (начальное напряжение 35 кВ, давление водорода 0,05 мм рт. ст., длина трубки 90 см). В этих условиях температура плазмы к моменту максимального

сжатия, измеренная по ширине линии азота (λ 3479 Å), оказывается равной приблизительно 100 эв против 65 эв по формуле (3).

Ряд работ был поставлен для дальнейшего выяснения свойств жестких излучений, возникающих в плазме, и механизма, вызывающего появление этих излучений. С помощью камеры Вильсона был исследован спектр электронов, рождающихся под действием жестких рентгеновских лучей, возникающих в импульсных разрядах. При этом подтвердилась данная ранее оценка максимальной энергии рентгеновских лучей (до 350—400 кэв).

Была также успешно осуществлена попытка масс-спектроскопического анализа быстрых частиц, рождающихся в разряде. С помощью метода парабол измерялись значения $\frac{e}{m}$ и энергия ионов, выпускаемых из рядной камеры через отверстия в боковой стенке или электроде. При этом было установлено, что энергия дейтонов достигает 200 кэв.

При обсуждении возможного механизма процессов, которые должны приводить к появлению жестких излучений, неоднократно высказывалась мысль о том, что существенную роль здесь играет неустойчивость шнура типа «перетяжек», усиливающая кумуляцию ударной волны. Для проверки этого предположения были проведены опыты при такой геометрии разряда, когда с самого начала создавались условия для того, чтобы сжимающаяся плазма имела форму, близкую к сферической. Эти опыты дали интересные результаты, доказав, что искусственное создание сферической кумуляции в сжимающейся плазме резко изменяет закономерности жестких излучений.

Остановимся теперь вкратце на вопросе о перспективах метода генерации термоядерных реакций, основанного на использовании мощных кратковременных разрядов. С точки зрения чисто физической все в конце концов зависит от двух основных характеристик импульсного разряда:

а) степени сжатия плазменного шнура, которая характеризуется минимальным значением радиуса шнура a ;

б) длительности существования сжатого состояния τ .

Энергетический коэффициент полезного действия мощного импульсного разряда, рассматриваемого как источник термоядерных реакций, как нетрудно убедиться, пропорционален квадрату силы тока и величине $\frac{\tau}{a^2}$. Теоретические оценки численного значения, которое будет прини-

мать величина $\frac{\tau}{a^2}$ для очень мощных импульсных установок, расходятся более чем на два порядка величины, в зависимости от той доли оптимизма, которая явно или неявно входит в начальные условия расчета. Однако даже при оптимальных предположениях оказывается, что к. п. д. термоядерного реактора, основанного на импульсных разрядах, может приблизиться к единице лишь при огромном сосредоточении энергии в системе (порядка 10^{10} Дж при работе на смеси В и Т). Эта энергия, запасенная первоначально в источниках питания, затем на короткий промежуток времени в своей значительной доле переходит в тепловую и механическую энергию расширяющегося плазменного шнура. Эта стадия процесса должна иметь характер мощного взрыва (по самой скромной оценке, эквивалентного взрыву 10 тонн тротила). На современном уровне развития техники нам неизвестны способы рационального использования этой взрывной энергии и средства предохранения громоздкой и очень дорогой аппаратуры от разрушения, которое должно происходить при каждом импульсе. Однако мы все же считаем, что продолжение исследований импульсных разрядов на более высоком техническом уровне, чем это дела-

лось до сих пор — при скоростях нарастания тока до 10^{13} а/сек — и в условиях, когда газоотделение стенок разрядной камеры не играет роли на начальной стадии сжатия, представляет определенный интерес. Такие эксперименты пока еще не выходят за рамки технически осуществимого в наше время. Вместе с тем они могут неожиданно привести к обнаружению таких новых фактов, которые окажут существенное влияние на общее развитие работ по проблеме. Работы по изучению мощных разрядов очень малой длительности в основном развивались в Институте атомной энергии АН СССР. Отдельные вопросы из этой области являлись также предметом исследований, выполненных на физическом факультете Московского университета. В Институте атомной энергии АН СССР, а также в Украинском физико-техническом институте и Сухумском

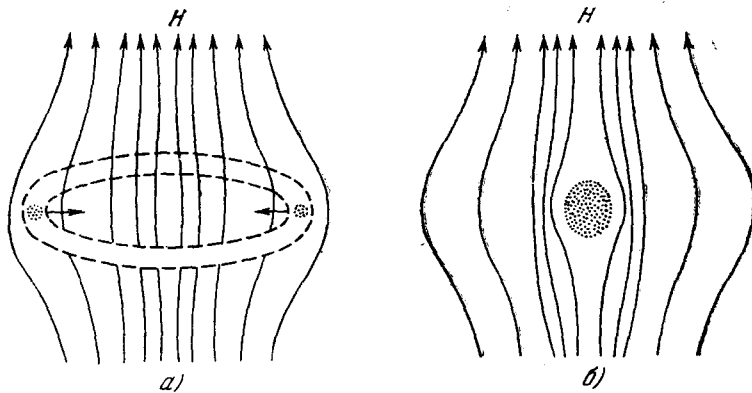


Рис. 5.

институте электронной физики были подвергнуты экспериментальному исследованию и некоторые другие варианты импульсных процессов, в которых плазма испытывает воздействие со стороны сильных магнитных полей.

Ускорение плазмы электродинамическими силами в наиболее чистом виде проявляется в устройствах типа электродинамической пушки. Простая идея, лежащая в основе всех таких устройств, состоит в следующем. Плазменный сгусток, образовавшийся в результате прохождения большого тока через тонкую проволоку или облачко газа, ускоряется вдоль металлических рельс благодаря наличию силы, обусловленной взаимодействием тока с магнитным полем подводящих фидеров (или же в другом варианте с внешним магнитным полем). Как показали опыты, в системах такого типа без больших усилий получают скорости движения плазмы до $5 \cdot 10^7$ мм/сек. Вероятно, могут быть достигнуты и значительно более высокие скорости.

В Институте атомной энергии был исследован также иной метод получения плазменных сгустков, который заключается в том, что предварительно образуется кольцевой плазменный виток с током в переменном внешнем магнитном поле, силовые линии которого направлены перпендикулярно к плоскости витка (рис. 5). Этот виток возникает благодаря пробою газа вихревым электрическим полем при нарастании поля H . Через некоторый промежуток времени после образования витка он начинает быстро сжиматься к оси, превращаясь в плазменный сгусток. Опыты показали, что таким путем можно получать плазменные сгустки с концентрацией частиц до 10^{16} и начальной температурой не ниже 100—200 эв. Одним из мыслимых практических следствий этих опытов может явиться разработка метода впуска горячей плазмы в магнитные ловушки.

Осуществление импульсной термоядерной реакции возможно также в условиях, когда высокая температура достигается при сжатии и кумуляции, вызванной не электромагнитными силами, а зарядом обычного взрывчатого вещества (такого, как тринитротолуол или более мощного), окружающего ампулу, содержащую дейтерий или его смесь с тритием. Не касаясь всех деталей опытов, следует отметить, что найдены условия, в которых совершенно надежно и устойчиво обнаруживается образование нейтронов как по реакции dt , так и по реакции dd . Регистрирующая аппаратура в этом случае оказывается уничтоженной. Однако раньше, чем взрыв ее уничтожит, сигнал от нейтронного импульса достигнет прочных сооружений, находящихся на большем расстоянии. В опытах, выполненных в 1952 г., удалось зарегистрировать как быстрые нейтроны, прошедшие через заряд без большой потери энергии, так и нейтроны, которые замедляются во взрывчатом веществе и поступают в аппаратуру постепенно, создавая импульс, растянутый на несколько десятков микросекунд. Очевидно, что в этом случае отпадает пресловутый вопрос о том, являются ли нейтроны термоядерными. Мы заведомо наблюдаем нейтроны, образующиеся в результате нагрева вещества до весьма высоких температур.

Главное отличие этого процесса от электромагнитного сжатия заключается в том, что он идет в условиях, когда плотность вещества весьма велика (значительно превышает нормальную плотность твердых тел). Малая длительность процесса нагревания позволяет обойтись без использования магнитной термоизоляции. Очевидно, что указанный процесс может быть экономически интересным лишь в том случае, если выделение термоядерной энергии будет окупать затраты на дорогостоящие взрывчатые вещества.

Так же как и при больших импульсах электрической энергии, с выделением мощности до 10 тонн тротила (см. выше), при кумулятивном нагреве на пути практического использования встают трудности, связанные с взрывным характером процесса.

II. ИМПУЛЬСНЫЕ РАЗРЯДЫ С МЕДЛЕННЫМ НАРАСТАНИЕМ ТОКА В ТОРОИДАЛЬНЫХ КАМЕРАХ

§ 8. При медленном нарастании тока в плазме можно рассчитывать на получение режимов, принципиально отличных от тех, которые соответствуют большим скоростям росла тока. Количественным критерием для отделения «медленных» разрядов от «быстрых» может служить отношение длительности промежутка времени, в течение которого происходит увеличение тока, к периоду инерционных радиальных колебаний плазменного шнура. При разрядах в разреженных газах с максимальной силой тока порядка 10^5 — 10^6 а и длительностью первого полупериода порядка 10^{-3} сек на протяжении полупериода укладываются сотни инерционных колебаний. Такие разряды можно условно назвать медленными, в противоположность быстрым, где за время нарастания тока от нуля до максимума успевают произойти только два-три радиальных колебания.

Можно ожидать, что при медленных разрядах электродинамические силы будут уравниваться газокINETическим давлением плазмы, а температура в шнуре будет возрастать за счет выделения джоулева тепла. Для того чтобы такое равновесное состояние можно было использовать с целью нагревания плазмы до очень высоких температур, необходимо выполнение следующих условий:

- а) плазменный шнур должен быть оторван от стенок;
- б) состояние должно быть не только равновесным, но также и устойчивым.

Теоретическое исследование условий равновесия и устойчивости плазменного шнура и законов его нагревания было продвинуто в целом ряде работ, выполненных в Институте атомной энергии под руководством М. А. Леонтовича. В этих работах было впервые показано, что устойчивость плазменного шнура с более или менее резкой границей может быть достигнута лишь в том случае, если разрядная камера заключена в проводящий кожух (близко прилегающий к ее стенкам) и, кроме поля плазменного тока, имеется также стабилизирующее магнитное поле, создаваемое внешними катушками и направленное вдоль шнура. Было найдено два разных устойчивых режима. Первый из них имеет место в том случае, когда сжимающийся плазменный шнур увлекает с собой большую часть магнитного потока продольного поля, первоначально созданного в объеме камеры («парамагнитный шнур»). В этом случае напряженность продольного поля внутри шнура приблизительно равна $H_0 (b/a)^2$, где H_0 — начальная напряженность этого поля, а величины b и a обозначают соответственно радиус внутреннего сечения разрядной камеры и радиус плазменного шнура.

Как известно, рассматриваемый режим был подробно исследован английскими физиками на установке Zeta. С теоретической точки зрения он представляет наиболее благоприятные возможности для стабилизации возмущений формы и размеров плазменного шнура. В рамках магнито-

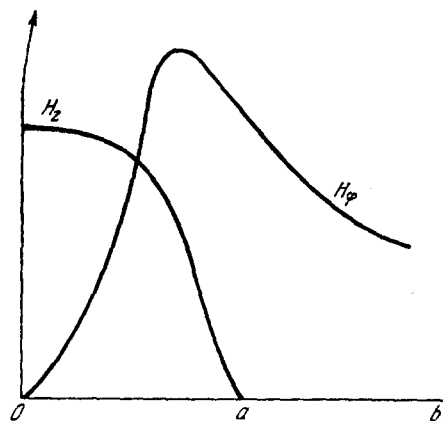


Рис. 6.

гидродинамического приближения основным условием для стабилизации всех опасных возмущений хорошо проводящего плазменного шнура является требование, чтобы величина H_z внутри шнура была достаточно близка к напряженности поля тока на его границе и во много раз превосходила напряженность продольного поля за пределами этой границы (см. рис. 6, на котором схематически изображено распределение продольного поля H_z и поля тока H_ϕ). Необходимо также, чтобы радиус шнура a был не слишком мал по сравнению с радиусом сечения камеры, в противном случае исчезнет стабилизирующее действие проводящего кожуха.

Для осуществления этого режима требуется относительно небольшое начальное значение напряженности продольного поля H_0 . Другое его достоинство состоит в том, что такой режим является естественной фазой развития импульсного разряда, который сначала горит по всему сечению камеры, а после того, как H_ϕ сравняется с H_0 , сжимается, увлекая с собой линии продольного поля. Однако с теоретической точки зрения этот режим обладает также некоторыми недостатками. Для устойчивости парамагнитного шнура необходимо, чтобы величины H_z и $H_\phi(a)$ были близки друг к другу. Поэтому на удержание газокинетического давления остается меньшая доля (0,3—0,4) электродинамического давления, создаваемого током. Это означает, что при равных значениях I и N температура парамагнитного шнура будет в несколько раз ниже, чем в том случае, когда продольное поле равномерно распределено по сечению разрядной камеры. К этому нужно еще добавить, что при парамагнитном режиме для обеспечения хорошего теплообмена между электронами и ионами минимальное значение должно быть по крайней мере на порядок величины больше, чем в том случае, когда захваченного поля нет.

С точки зрения магнитогидродинамической теории возможен также другой устойчивый режим разряда, при котором для стабилизации плазменного шнура используется сильное продольное магнитное поле с напряженностью H_z , всюду значительно превышающей H_φ . В этом случае, как показывает теория, необходимым условием устойчивости является выполнение неравенства

$$\frac{H_z}{H_\varphi} > \frac{L}{2\pi a}, \quad (4)$$

где L — длина шнура (для кольцевого шнура в тороидальной камере с радиусом R она равна $2\pi R$).

При выполнении этого требования некоторые виды возмущений формы шнура остаются все же нестабилизированными. Характер этих возмущений изображен схематически на рис. 7. По-видимому, они не должны

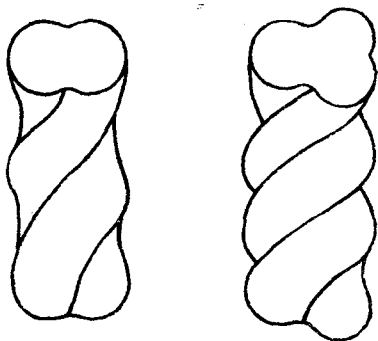


Рис. 7.

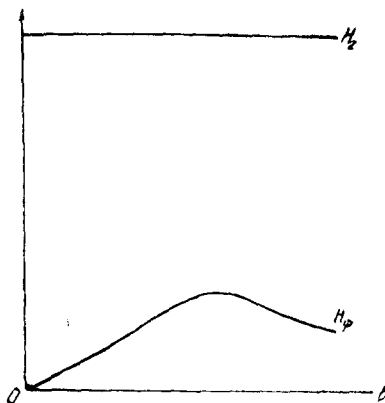


Рис. 8.

представлять особой опасности, так как с ними не связано смещение оси плазменного шнура.

В рассматриваемом случае продольное магнитное поле распределено по всему сечению камеры и не должно испытывать заметного изменения на границе шнура (см. рис. 8). Одним из преимуществ такого способа стабилизации разряда является то, что при его осуществлении длительность поддержания режима не должна быть связана со временем скин-эффекта и определяется только временем, в течение которого сохраняются величины H_z и I . Другое преимущество заключается в возможности получения значительно более высокой ионной температуры, чем при «парамагнитном» режиме с тем же значением силы тока. Однако эти предполагаемые преимущества должны покупаться весьма дорогой ценой из-за необходимости оперировать с очень сильными магнитными полями. Только для того, чтобы подойти к порогу интересного температурного диапазона, необходимо создавать в больших объемах магнитные поля порядка $3 \cdot 10^4$ — $5 \cdot 10^4$ эрстед, преодолевая при этом немалые технические трудности. Затруднения возникают также с введением системы в этот режим.

Результаты магнитогидродинамической теории, которые были здесь вкратце изложены, являются серьезным аргументом в пользу оптимистической оценки перспектив рассматриваемого направления работы. Однако не следует забывать, что они основаны на схематизации физической картины разряда, при которой многие важные детали ускользают из поля зрения. Изложенная теория не рассматривает такие отклонения от равновесного состояния, которые обладают длиной волны, меньшей чем толщи-

на скин-слоя, и, по-видимому, не могут быть стабилизированы методами, применимыми к возмущениям с большими длинами волн.

Кроме того, магнитогидродинамическая теория, по самому своему существу, непригодна для рассмотрения, например, таких кинетических эффектов, как переход электронов в режим непрерывного ускорения электрическим полем. Такие процессы могут иметь место вблизи границы плазменного шнура из-за малой плотности вещества и обусловленного этим уменьшения тормозящей силы, действующей на электроны со стороны ионов. Они могут, однако, происходить и внутри шнура, так как в энергетическом спектре электронов должны присутствовать частицы с энергией, значительно превышающей среднюю, для которых условия перехода в режим ускорения могут выполняться даже при больших значениях N . Ускоренные пучки электронов могут, как известно, возбуждать различного вида колебания в плазме и таким образом нарушать характер процесса. Возможны также другие виды возмущений, не укладывающиеся в простую магнитогидродинамическую картину, но представляющие виртуальную опасность для сохранения устойчивости шнура.

§ 9. Переходим теперь к изложению экспериментальных данных. На первой стадии экспериментов все основные исследования производились с камерами, изготовленными из изолирующих материалов (стекло, кварц и фарфор). Из-за сильного газоотделения стенок чистые результаты с такими камерами можно получать только при относительно высоких плотностях заполняющего их газа и для разрядов не очень большой мощности.

Изучение влияния постоянного продольного магнитного поля на свойства медленных разрядов показало, что при медленном росте тока в плазме также имеет место парамагнитный эффект, обнаруженный ранее в работах советских физиков по импульсным разрядам малой длительности. При малых значениях H_z этот эффект приводит к сжатию плазменного шнура. Влияние продольного магнитного поля на проводимость плазмы оказалось слабым. Независимо от начального давления, напряженности вихревого электрического поля и величины H_z , проводимость лежит в пределах $1-3 \cdot 10^{14}$ эл.-ст. ед., что свидетельствует о низкой температуре плазмы в камерах с изолирующими стенками. Изучение формы плазменного шнура с помощью сверхскоростной киносъемки и анализ осциллограмм, характеризующих изменение электрических и магнитных параметров разряда, подтвердили предположение о резко выраженной неустойчивости процесса при малых отношениях H_z к H_p . С увеличением напряженности внешнего поля разряд становится более стабильным, но это не приводит к значительному росту проводимости. Для того чтобы выяснить условия устойчивости плазменного шнура, оторванного от стенок, ряд опытов был проведен с прямыми разрядными трубками, в которых разряд начинается вблизи оси, а затем расширяется по направлению к стенкам. Эти опыты качественно подтвердили вывод теории о том, что при соблюдении неравенства (4) шнур приобретает устойчивость. Однако в этих опытах нельзя было рассчитывать на получение высокой проводимости плазмы из-за большой величины электродных потерь.

Дальнейшим шагом явился переход к камерам с металлическими стенками. Можно было рассчитывать, что в таких камерах удастся обеспечить достаточную чистоту газа во время мощных разрядов. Ряд больших установок с металлическими тороидальными камерами был сооружен в Институте атомной энергии. На рис. 9 дан снимок внешнего вида одной из этих установок, предназначенной для исследования разрядов с большой силой тока в широком диапазоне изменения напряженности внешнего продольного поля. На рис. 10 изображена конструктивная схема установки. Разряд происходит в сплошной тороидальной камере, изготовленной из

нержавеющей стали толщиной 0,2 мм. Эта камера помещается внутри тороидального медного кожуха с толщиной стенки 20 мм. Медный кожух имеет два изолированных разреза в плоскости, параллельной оси тора, и один изолированный разрез вдоль образующей. Внутренняя тонкостенная камера и пространство между ней и кожухом откачиваются отдельными вакуумными системами. Диаметр внутреннего сечения разрядной камеры 0,5 м, средний диаметр тора 1,25 м. Камера является вторичным контуром воздушного трансформатора. Первичный контур образует 20 витков толстой медной шины, расположенных вблизи поверхности кожуха. Для устранения рассеянных магнитных полей между этими витками и ко-

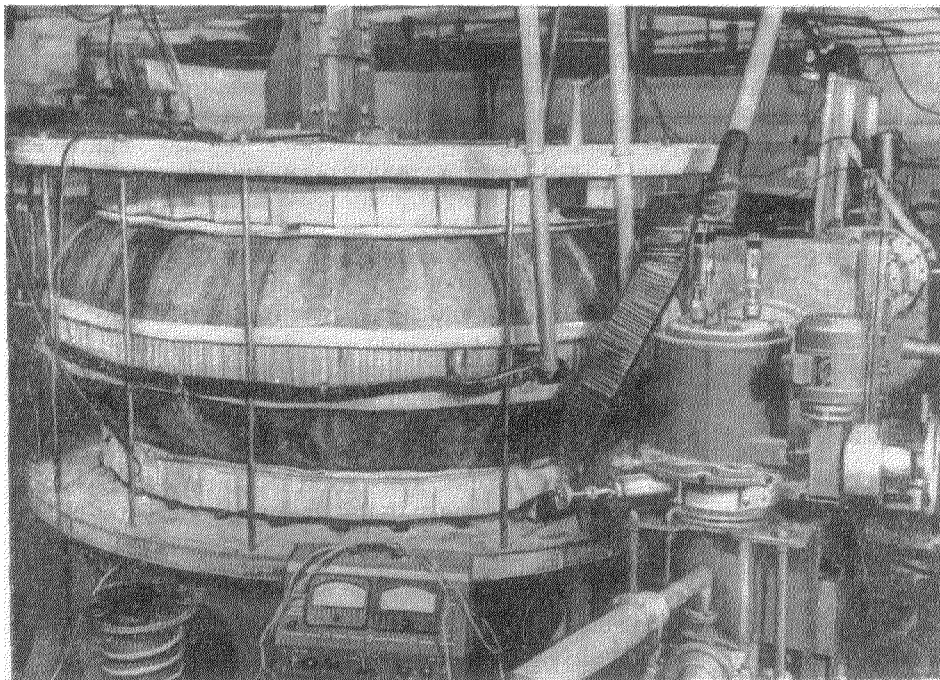


Рис. 9.

жухом камеры располагается медный экран, охватывающий кожух. Катоды, создающие продольное поле, намотаны непосредственно на поверхность медного кожуха. Напряженность этого поля можно доводить до 12 000 эрстед. Источниками электрической энергии для питания разрядного контура и обмотки, создающей продольное поле, служат конденсаторные батареи (при максимальном напряжении общий запас энергии в этих батареях составляет 1,2 миллиона джоулей). В опытах, которые проводились на указанной установке, максимальная сила тока в газе составляла 400 ка (при разрядном напряжении 0,45 кэв и напряженности продольного поля равной 12 000 эрстед).

Основные результаты, полученные на первом этапе экспериментального исследования процессов разряда в тороидальных металлических камерах, можно сформулировать следующим образом:

1. При разрядах в водороде и дейтерии с начальным давлением от $3 \cdot 10^{-4}$ до $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., с длительностью первого полупериода от 300 до 1200 мксек сила тока в максимуме растет приблизительно пропорционально начальному разрядному напряжению и слабо зависит от плотности

газа. С увеличением H_z сила тока сначала возрастает, а затем остается практически постоянной. Общий характер зависимости I_{\max} от H_z изображен на рис. 11.

2. При малых значениях H_z плазменный шнур оторван от стенок. С увеличением H_z его диаметр увеличивается. Если $H_z \gg \frac{0,2I_{\max}}{b}$, где b — радиус сечения камеры, то плазменный шнур все время касается стенок.

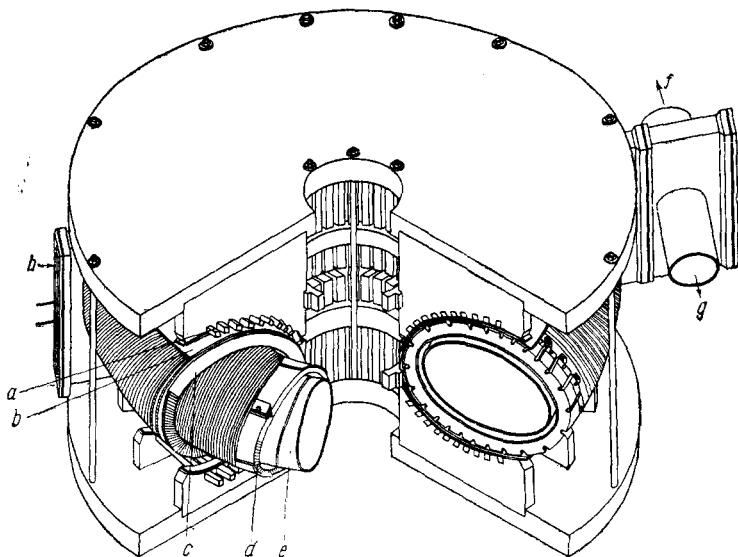


Рис. 10.

3. Проводимость плазмы (вычисленная в предположении о равномерном распределении тока по сечению шнура), приближается к $1 \cdot 10^{15}$ эл.-ст. ед., для режимов с малыми значениями H_z , когда шнур сжимается и отрывается от стенок. При разрядах в сильных продольных полях, когда плазма заполняет все сечение камеры, проводимость падает до $1-2 \cdot 10^{14}$ эл.-ст. ед.

На основании указанных результатов приходится констатировать, что в наших опытах электронная температура (определенная по проводимости), по-видимому, не превосходит $15-25$ эв.

Отсюда следует, что даже при таких условиях, когда плазменный шнур, казалось бы, должен быть полностью изолирован от стенок, потери энергии все же очень велики, и именно поэтому температура плазмы не достигает высокого уровня, предсказываемого теорией. Механизм этих потерь энергии в настоящее время еще не ясен. Причиной, вызывающей их, может быть либо недостаточная устойчивость плазменного шнура, либо попадание в плазму атомов примесей, испаряющихся со стенок камеры.

Эти выводы носят предварительный характер, так как намеченная программа экспериментальных исследований, которые должны прово-

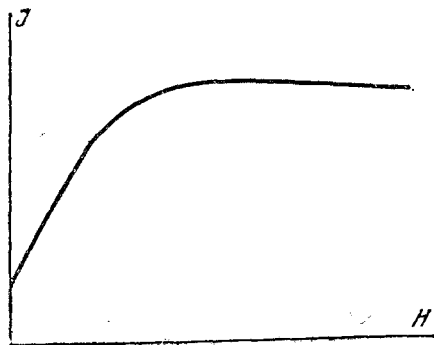


Рис. 11.

дятся на установках с металлическими камерами, выполнена лишь частично.

В ближайший период времени основные усилия будут направлены на создание условий, позволяющих резко ослабить вредное влияние примесей на процессы, происходящие в плазме.

III. МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

§ 10. Термин «магнитная ловушка», вообще говоря, применим к любому устройству для получения сверхвысоких температур, основанному на принципе магнитной термоизоляции. Однако мы считаем целесообразным сузить рамки использования этого термина, сохранив его для обозначения систем определенного класса.

В устройствах, которые мы рассматривали до сих пор, главная роль в механизме удержания нагретого вещества принадлежала току, который течет в плазме и поддерживается с помощью внешних источников напряжения. Это означает, что в таких устройствах частицы, так сказать, «держатся друг за друга» с помощью создаваемого ими самосогласованного магнитного поля. Внешние магнитные поля в этом случае выполняют вспомогательную функцию лекарства для борьбы с неустойчивостями. В системах с большим плазменным током величина гидродинамического давления p порядка $\frac{H^2}{8\pi}$, и поэтому налицо сильное обратное воздействие плазмы на распределение магнитного поля, благодаря чему и возникает ряд характерных неустойчивостей.

В отличие от устройств этого типа, мы будем называть магнитными ловушками такие системы, в которых функция удержания плазмы целиком возлагается на внешние поля, а плазменные токи проводимости не играют определяющей роли. Поэтому в магнитных ловушках возможны такие режимы, при которых $\frac{8\pi p}{H^2}$ мало по сравнению с единицей, т. е. разреженная плазма не оказывает существенного влияния на внешнее магнитное поле.

Для получения в магнитных ловушках вещества, нагретого до очень высокой температуры, возможны различные пути. Один из них заключается в том, что магнитная система заполняется извне быстрыми ионами, которые инжектируются в нее из мощного ускорительного устройства. Другой путь состоит в том, что ловушка заполняется плазмой и затем происходит нагревание этой плазмы динамическими магнитными полями или же электромагнитным полем высокой частоты. Возможны также методы получения быстрых ионов непосредственно внутри ловушки — путем ускорения постоянным или переменным электрическим полем ионов из плазмы, выпускаемой в ловушку.

Наиболее естественный подход к проблеме магнитных ловушек заключается в том, что сначала анализируется задача об ограничении движения одной частицы во внешнем поле и только после того, как найдено удовлетворительное решение этой задачи, исследуется поведение большого числа частиц, образующих плазму. Такой подход, несмотря на его очевидные недостатки, очень нагляден и, кроме того, позволяет на первом этапе обойти трудности построения точной теории поведения плазмы в полях сложной конфигурации.

Вопросом о возможности построения такой магнитной ловушки, которая хотя бы в принципе допускала практическую реализацию, занимались многие советские физики. Толчок к обсуждению этого вопроса был дан работой А. Д. Сахарова и И. Е. Тамма. В 1950 г. они предложили

первую конкретную модель магнитного термоядерного реактора. В этом варианте предполагалось ионизировать и нагревать разреженный дейтерий, заполняющий тороидальную камеру, внутри которой с помощью катушки, навитой на ее внешнюю поверхность, создается сильное продольное магнитное поле. Однако такая система, если рассматривать ее как некий прототип магнитной ловушки, обладает принципиальным дефектом. В неоднородном поле тороидальной камеры каждая частица должна совершать дрейфовое движение, направленное перпендикулярно к силовым линиям поля и оканчивающееся попаданием частицы на стенки камеры. На это обстоя-

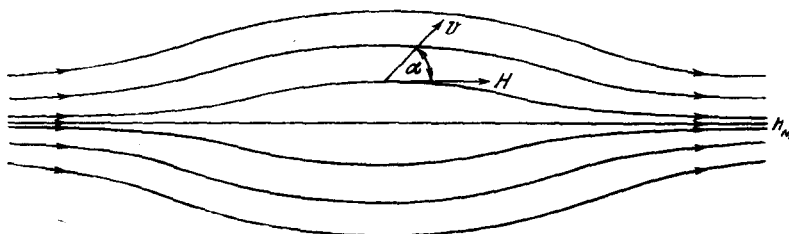


Рис. 12.

тельство обратили внимание сами авторы тороидальной модели генератора, предложившие в дальнейшем для уничтожения дрейфа воспользоваться магнитным полем плазменного тока.

Дальнейшая работа в этом направлении подтвердила плодотворность исходной идеи, обнаружив несколько классов магнитных систем, с помощью которых можно осуществить запертие частиц в ограниченной области пространства. В результате этого открылись широкие перспективы для экспериментальной разработки магнитных ловушек различного типа. Следует отметить, что наиболее заманчивая цель — изобретение идеальной ловушки, удерживающей все частицы независимо от направления их скорости, еще не достигнута, и вопрос о возможности построения такой системы пока остается открытым.

§ 11. Изучавшиеся до сих пор конкретные варианты магнитных ловушек можно разделить на два основных класса:

- 1) ловушки с магнитными пробками;
- 2) ловушки с ограниченным дрейфом.

Теоретическое исследование систем первого типа было начато Г. И. Будкером в 1953 г. В этих системах магнитное поле возрастает вдоль силовых линий в обе стороны от некоторой средней области, где величина H минимальна (рис. 12). Частицы, у которых скорость составляет не слишком малый угол с направлением силовых линий, подходя к области усиленного поля, отражаются обратно и оказываются поэтому запертыми в магнитной системе. Будем считать, для простоты, что поле в средней области однородно. Пусть напряженность этого поля равна H_1 , а максимальная напряженность в местах сгущения силовых линий («магнитных пробках») равна H_m . При этих условиях, если у частицы, находящейся в области однородного поля, вектор скорости лежит внутри одного из конусов, определяемых условием

$$\sin \alpha < \sqrt{\frac{H_1}{H_m}},$$

то она при своем дальнейшем движении пройдет через район максимального поля и будет потеряна, если же начальная скорость лежит вне этих конусов, то частица будет заперта.

Допустим, что на основе магнитной ловушки рассмотренного типа предлагается построить термоядерный генератор. В таком случае сразу же возникает вопрос о роли столкновений между частицами. Очевидно, что достаточно одного столкновения, чтобы вектор скорости частицы попал в зону направлений разрешенного вылета. Поэтому время жизни частиц в плазме, заполняющей ловушку с магнитными пробками, по порядку величины равно среднему времени между двумя кулоновскими соударениями ионов. Для того, чтобы в такой системе выделение энергии за счет термоядерных реакций могло скомпенсировать энергетические потери, обусловленные уходом быстрых частиц из-за кулоновских соударений, необходимо выполнение условия:

$$\sigma_n W_n \sim \sigma_K kT.$$

В этом выражении σ_n — эффективное сечение ядерной реакции, σ_K — эффективное сечение для кулоновских соударений, W_n — энергия, выделяющаяся при элементарном акте ядерного синтеза.

Пользуясь этим условием, можно оценить ту минимальную температуру, при которой термоядерный генератор начинает производить избыточную энергию. Для случая DT она оказывается порядка нескольких десятков киловольт, а для чистого дейтерия — порядка 1 Мэв . Таким образом, использование чистого дейтерия в таких системах для практических целей, по-види-

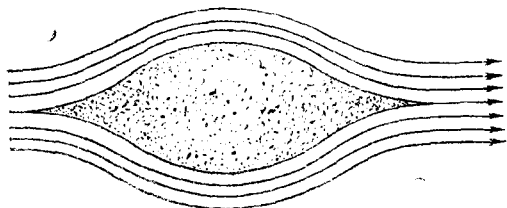


Рис. 13.

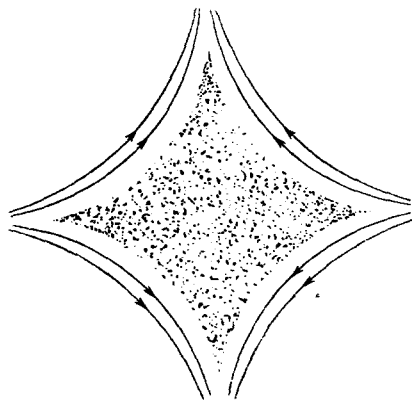


Рис. 14.

мому, исключается, что подтверждается также и более строгими расчетами, в которых принимаются во внимание другие виды потерь (тормозное и бетатронное излучение быстрых электронов).

Теоретические исследования устойчивости плазмы в магнитных ловушках с пробками, выполненные в Институте атомной энергии, показали, что существуют такие возмущения равновесного состояния, которые сами по себе не стабилизируются. Анизотропия давления в плазме и резкое отклонение от максвелловского распределения для слагающей скорости частиц вдоль силовых линий создают дополнительные причины неустойчивости в системах рассматриваемого типа.

Механизм проявления некоторых видов неустойчивости существенным образом связан с геометрией магнитного поля в ловушках; поэтому возможны такие случаи, когда возмущения определенного вида в ловушке с одной формой поля должны стабилизироваться, а в ловушках другого типа — нарастать. Так, например, один из опасных видов неустойчивости может возникать в таких системах, у которых внешняя граница плазмы имеет отрицательную кривизну (рис. 13). В местах с отрицательной кривизной плазма может вытекать в виде отдельных язычков, перпендикулярно к силовым линиям. Однако такой вид неустойчивости, вероятно, не дол-

жен наблюдаться в системах с положительной кривизной силовых линий (рис. 14).

При увеличении отношения $\frac{p}{H^2}$ опасная роль всех основных видов неустойчивости должна резко возрастать. Поэтому возможно, что если ловушки с магнитными пробками и не будут иметь практического значения, то в них все же удастся продемонстрировать физическую термоядерную реакцию при малой величине $\frac{8\pi p}{H^2}$.

Экспериментальное исследование ловушки с магнитными пробками было начато в Институте атомной энергии несколько лет тому назад. Пер-

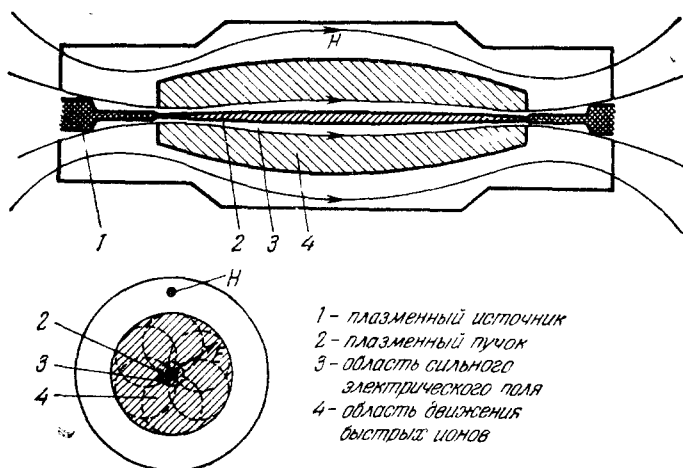


Рис. 15.

вая экспериментальная система была построена для изучения накопления быстрых ионов путем высасывания их из цилиндрического плазменного шнура, созданного на оси магнитной системы (рис. 15). Плазменный шнур с концентрацией ионов порядка 10^{13} создается с помощью дугового разряда в продольном поле. На рис. 16 приведена фотография общего вида установки, на которой в настоящее время ведутся основные опыты в указанном направлении. Длина вакуумной камеры 2 м, напряженность магнитного поля в средней части 8500 эрстед и в пробках 12 000 эрстед. С помощью титановых насосов вакуум при работе ионного источника поддерживается на уровне 10^{-7} мм Нг. Для ускорения ионов между плазменным шнуром и боковой стенкой камеры прикладывается напряжение 40 кв. Основной целью опытов является определение времени жизни быстрых ионов при различной концентрации их в объеме магнитной системы. Среднее время жизни ионов можно определить по скорости, с которой уменьшается их концентрация в объеме после мгновенного выключения ускоряющего напряжения.

Результаты первых опытов позволяют сделать заключение о том, что время существования плазмы с быстрыми ионами в такой системе составляет по порядку величины несколько миллисекунд. Оно возрастает с улучшением вакуума и увеличением H .

Летом текущего года в Институте атомной энергии закончилось сооружение большой экспериментальной установки с магнитными пробками. На этой установке будут производиться исследования внешней инжекции частиц. Для накопления ионов D^+ используется процесс диссоциации

молекулярных ионов D_2^+ , которые впускаются из инжектора в среднюю часть ловушки. Молекулярные ионы будут диссоциировать либо при столкновении с молекулами и атомами остаточного газа, либо при взаимодействии с ионами разреженной дейтериевой плазмы, предварительно созданной в объеме камеры. На рис. 17 схематически изображено устройство описываемой установки. Расстояние между центрами пробок 12 м, внутренний диаметр вакуумной камеры 1,4 м. Напряженность поля в средней части может быть доведена до 5000 эрстед, а поле в пробках до 8000 эрстед. Для получения интенсивного пучка ионов D_2^+ используется дуговой источник с поперечным магнитным полем. Ионы D_2^+ , ускоренные напряжением

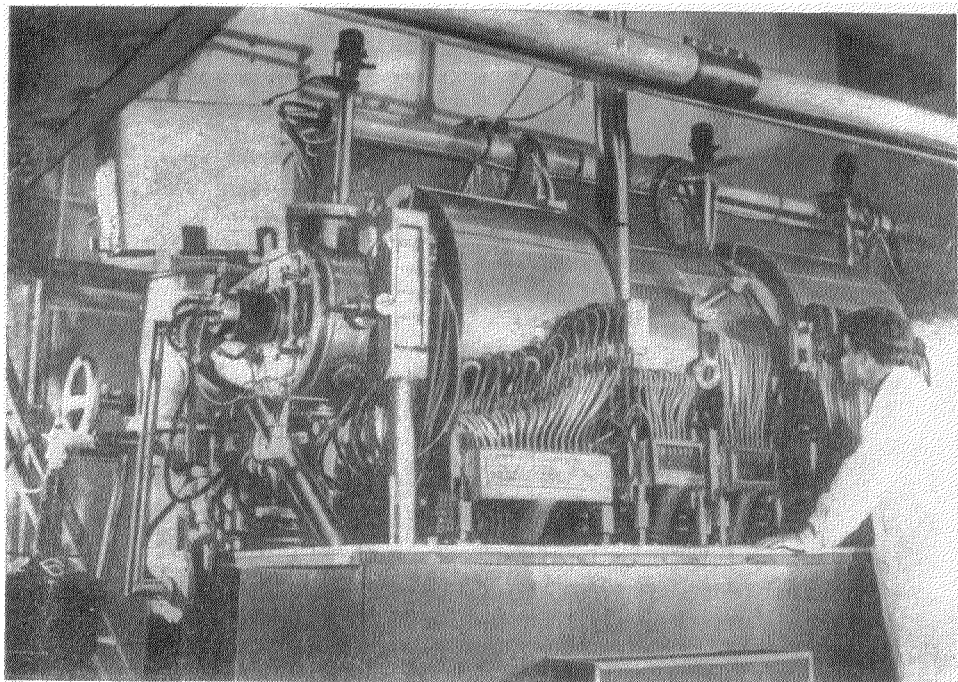


Рис. 16.

200 кВ, фокусируются и направляются внутрь магнитной ловушки с помощью системы электрических и магнитных полей. Предполагается, что после того, как вся система будет налажена, ток ионов D_2^+ , входящих в вакуумное пространство камеры, удастся довести до десятых долей ампера. Можно надеяться, что при такой величине инжектируемого ионного потока концентрация ионов D^+ в объеме ловушки достигнет 10^{12} .

Начато также экспериментальное изучение систем с такой геометрией поля, которая изображена на рис. 14. Такая форма поля интересна в нескольких отношениях: в частности, как уже указывалось выше, в этом случае можно надеяться на более высокую степень устойчивости плазмы по отношению к некоторым видам возмущений.

§ 12. Для поисков магнитных систем, которые могут выполнять роль магнитных ловушек, существует и несколько иной путь. Основная задача заключается на этом пути в том, чтобы найти такие условия, при которых дрейфовое движение частиц в неоднородном поле не выводило их за пределы ограниченной области пространства. На рис. 18 и 19 изображены магнитные системы, которые можно рассматривать как демонстрацию двух

возможных методов подхода к решению указанной задачи. В системе, которая дана на рис. 18, магнитное поле вдоль прямолинейных участков сделано «гофрированным» (путем неравномерной намотки на поверхности ка-

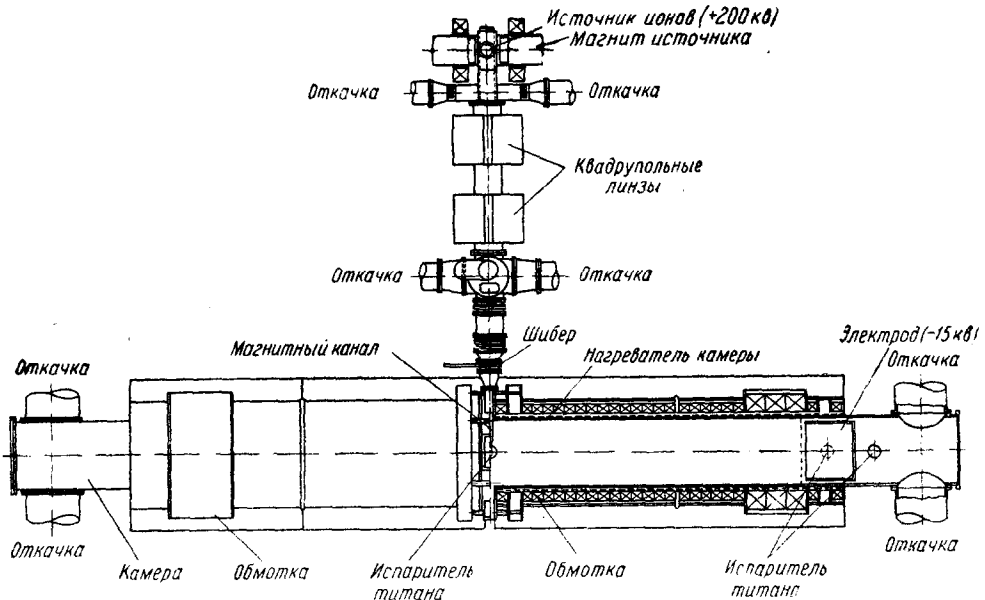


Рис. 17.

меры). Частица, двигающаяся в таком неоднородном поле, будет совершать вращательное дрейфовое движение и поэтому ее траектория будет поворачиваться вокруг осевой линии поля.

Поэтому, несмотря на наличие криволинейных перемычек, частица, совершающая полный обход, не должна приближаться к стенкам, так как

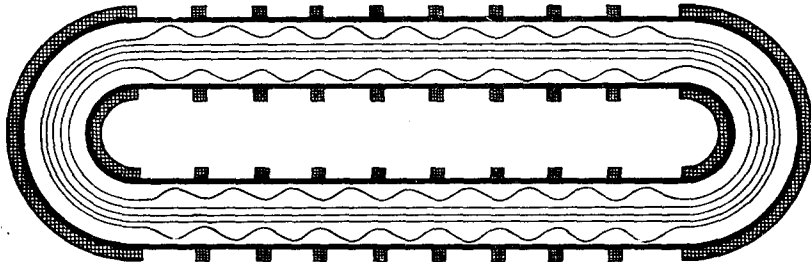


Рис. 18.

поворот траекторий в длинных прямолинейных участках уничтожает влияние направленного дрейфа в перемычках.

Примером другого метода, в котором для ограничения дрейфа используется вращение самих силовых линий, может служить система, изображенная на рис. 19. Она представляет собой тор, деформированный таким образом, что он превратился в подобие восьмерки.

У обеих приведенных здесь систем легко обнаружить тот же недостаток, что и у ловушек с пробками. Они удерживают только такие частицы, у которых вектор скорости лежит в определенном диапазоне допустимых направлений. Частицы с малой продольной скоростью, оказавшиеся

внутри криволинейного промежутка, попадут на стенку в результате дрейфового движения раньше, чем они успеют выйти за пределы этого промежутка.

Однако путем дальнейшего развития изложенных принципов компенсации дрейфа (гофрирование поля и закручивание силовых линий), по-видимому, можно прийти к таким магнитным системам, в которых диапазон допустимых направлений вылета частицы будет настолько уменьшен, что эти системы по своим свойствам будут приближаться к идеальным ловушкам.

Рассмотренные выше методы осуществления магнитных ловушек основаны на применении постоянных или же медленно меняющихся во времени магнитных полей. Теоретические исследования показывают, что имеются также широкие возможности для удержания и изоляции плазмы с по-

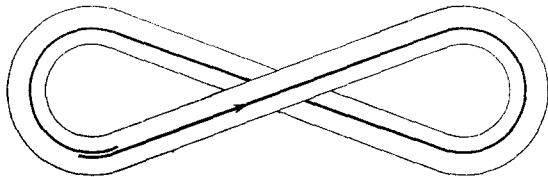


Рис. 19.

мощью высокочастотных электромагнитных полей. Термин «высокие частоты» в данном случае означает, что речь идет о полях с такими периодами колебаний, которые значительно меньше характерных времен, определяющих поведение плазмы. Это

соответствует диапазону частот от десятков мегагерц и выше. Сила, удерживающая плазму в таком поле, определяется уже не мгновенным значением H , а его средним квадратом за период.

Высокочастотные поля, по-видимому, могут быть наиболее эффективно использованы в комбинации с постоянными магнитными полями в качестве вспомогательного средства для устранения утечек энергии, обусловленных корпускулярными потоками. Так, например, высокочастотные электромагнитные поля можно применить в качестве «пробок», удерживающих частицы, уходящие из области сильного постоянного поля вдоль силовых линий.

Возможность удержания плазмы с помощью такой комбинации полей была подтверждена экспериментально на установке небольших размеров в Институте атомной энергии. Практические перспективы использования высокочастотных полей для изоляции нагретой плазмы в настоящее время кажутся весьма неблагоприятными из-за очень больших энергетических затрат на поддержание таких полей. Однако исследование различных вариантов высокочастотной термоизоляции представляет значительный интерес.

Электромагнитные поля высокой частоты могут найти применение также и для нагрева плазмы. Наибольший интерес в этом направлении сейчас представляет изучение возможности использования ионного циклотронного резонанса. Исследования в указанной области, которые ведутся в СССР, изложены в докладе, представленном Украинским физико-техническим институтом на Женевскую конференцию 1958 года.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В своей речи на первой Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии президент конференции доктор Хоми Баба сказал:

«Тот исторический период, когда для питания энергетических установок будет использоваться атомная энергия, освобождаемая в процессах деления, в будущем, может быть, покажется примитивным периодом атомной эры. Хорошо известно, что атомная энергия может быть получена также путем процессов слияния, как это имеет место в водородной бомбе. В настоящее время нет принципиальных научных основа-

ний для того, чтобы считать невозможным получить эту энергию из процессов слияния контролируемым образом. Технические трудности колоссальны, но надо помнить, что еще не прошло и пятнадцати лет с тех пор, как атомная энергия впервые была получена Ферми в атомном котле. Я осмелюсь предсказать, что метод освобождения энергии слияния при контролируемых условиях будет найден в течение ближайших двух десятилетий. Если это произойдет, то энергетические проблемы земного шара будут действительно решены навсегда, так как запасы горючего будут столь же обильны, как и запасы дейтерия в океанах».

Прошло три года после этого предсказания, и сейчас перед глазами широкой аудитории впервые начали вырисовываться контуры того научного фундамента, на который должны опираться методы решения задачи об управляемых реакциях синтеза. Его образуют результаты многочисленных теоретических исследований и экспериментальных разработок, выполненных за последние годы в СССР, США, Англии и других странах мира. Они впервые стали предметом открытого обсуждения в интернациональном масштабе и в этом, пожалуй, заключается самый главный шаг, который был сделан на пути к решению интересующей нас проблемы. По своему значению он является более существенным, чем результаты отдельных исследований, которые пока еще мало приблизили нас к конечной цели.

Не желая поддаваться пессимизму в оценке перспектив нашей работы, мы вместе с тем не должны недооценивать те трудно преодолимые препятствия, которые преграждают дорогу к управляемому термоядерному синтезу. В конечном счете главной причиной этого препятствия является то, что в столь легкой субстанции, какой является разреженная плазма, любое проявление неустойчивости развивается с огромной скоростью. Трудно создать такое автоматически следящее устройство, которое могло бы быстро демпфировать различные отклонения от равновесного состояния. Поэтому кажется, что радикальным решением должно являться изобретение системы, в которой все виды неустойчивости были бы устранены заранее.

Вероятно, решение этой задачи будет более легким в том случае, когда обратное воздействие плазмы на магнитное поле мало, т. е. при $p \ll \frac{H^2}{8\pi}$.

Возвращаясь к более общей оценке положения, можно сказать, что в проблеме управляемых реакций синтеза ни одна из известных идей не обнаружила еще решающего преимущества перед другими. Поэтому на ближайшем этапе исследования должны развиваться по возможно более широкому фронту.

Важнейшим условием для успешного хода этих исследований является сохранение и дальнейшее развитие того международного научного сотрудничества, начало которому положила Женевская конференция. Проблема термоядерного синтеза требует для своего решения максимальной концентрации интеллектуальных усилий и мобилизации очень значительных материальных средств и сложной техники. Она как бы специально создана для того, чтобы стать предметом тесного сотрудничества ученых и инженеров различных стран, работающих по согласованной общей программе и непрерывно обменивающихся результатами своих расчетов, опытов и технологических разработок.

Объединение исследований по проблеме управляемых реакций синтеза в интернациональном масштабе несомненно должно привести к значительному сокращению того срока, который нужен для того, чтобы мы пришли к намеченной цели.