

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ПРИМЕНЕНИЕ ФИЗИКИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ
К ОСУЩЕСТВЛЕНИЮ УПРАВЛЯЕМЫХ РЕАКЦИЙ СЛИЯНИЯ
АТОМНЫХ ЯДЕР*)****Р. Пост**

I. ВВЕДЕНИЕ

Использование энергии, освобождающейся в больших количествах при реакциях слияния атомных ядер, позволит раз и навсегда решить проблему все возрастающей потребности в источниках энергии. Из нескольких легких элементов, которые могут быть использованы в качестве топлива в реакторе слияния, запасы одного только дейтерия в морях и океанах мира достаточны, чтобы в течение миллиарда лет вырабатывать в тысячу раз больше энергии, чем дают сейчас все электростанции мира. Однако технические трудности, возникающие при решении проблемы, поистине грандиозны. Некоторые физики, познакомившись с этой проблемой, высказывали сомнение относительно возможности ее решения.

Обрывочные сведения о проблеме энергии слияния атомных ядер появились в литературе много лет назад. Известно, что несколько государств уже работают над ней, и на Женевской конференции в 1955 г. индийский физик Х. И. Баба отважился предсказать, что эта проблема в течение ближайших двадцати лет будет решена. В конце 1955 г. председатель американской Комиссии по атомной энергии официально объявил, что Комиссия поддержала долгосрочную программу исследований под условным названием Шервудский проект, направленную на осуществление управляемых реакций слияния ядер, предназначенных для мирного использования. Было опубликовано, что основная часть экспериментальных работ выполняется в трех местах: в Принстонском университете и в двух лабораториях Комиссии по атомной энергии при Калифорнийском университете (в Лос-Аламосской научной лаборатории и Радиационной лаборатории Калифорнийского университета в Ливерморе). Кроме того, Комиссией поддерживаются исследования, выполняемые в Окридже и Нью-Йоркском университете. Хотя было указано, что началом реализации Шервудского проекта явился 1951 год, в действительности проблема изучалась в лабораториях Комиссии еще до конца второй мировой войны. Основные теоретические представления были сформулированы в Лос-Аламосе Эдвардом Теллером, Энрико Ферми, Джемсом Такком и др. Некоторые результаты теории были использованы позже в экспериментальной программе Шервудского проекта в Лос-Аламосе, выполнении которого руководил Д. Так.

*) Rev. Mod. Phys. 28, 338 (1956). Перевод И. М. Подгорного. Статья появилась через два месяца после доклада И. В. Курчатова о работах советских физиков в области поисков управляемой термоядерной реакции (УФН, LIX, вып. 4, 1956 г.). Эти работы были опубликованы в журнале «Атомная энергия» № 3 за 1956 год. В соответствующих местах предлагаемой статьи сделаны ссылки на эти, а также и некоторые другие работы, посвященные рассматриваемому вопросу.

В начале 1951 г. астрофизик Принстонского университета Лайман Спитцер, не знавший о секретных работах, проводимых в Лос-Аламосе, заинтересовался другим подходом к проблеме реакции синтеза, иным, чем тот, который рассматривался в США и был поддержан Комиссией по атомной энергии. Для развития работ Спитцера Комиссия создала новый проект «Матерхорн» в Принстоне. Вскоре после этого Герберт Йорк из Радиационной лаборатории Калифорнийского университета в Беркли, изучив работу Лос-Аламосской и Принстонской группы, предложил несколько новых методов подхода к проблеме. Параллельно с работой по организации новой, Ливерморской лаборатории, Йорк создал маленькую экспериментальную группу, руководителем которой стал автор настоящей статьи. Создание этой группы было вызвано необходимостью расширения поисков и развития новых методов анализа проблемы.

В июне 1952 г. Джонсон, директор исследовательского отдела Комиссии по атомной энергии, созвал конференцию по термоядерным реакциям в Денвере, Колорадо, под председательством Эдварда Теллера. На конференции были сформулированы основные направления исследования с тем, чтобы сосредоточиться на наиболее обещающих из них. Внимание было в равной мере обращено как на большие перспективы, так и на большие технические трудности, возникающие при решении проблемы управляемого слияния ядер. В результате было осуществлено расширение работ по управляемым реакциям слияния; координацией работ занимался исследовательский отдел Комиссии.

В дальнейшем состоялся еще ряд конференций по изучению экспериментальных и теоретических аспектов проблемы. В настоящее время Шервудской научной программой ведают Национальный руководящий комитет, членами которого являются: Эдвард Теллер из Калифорнийского университета, Джеймс Л. Так из Лос-Аламосской научной лаборатории, Лайман Спитцер из Принстонского университета и Вильям Брабек из Радиотехнической лаборатории Калифорнийского университета. Координация и административное руководство всей программой находится под управлением Амоса Бишопа, начальника Шервудской части исследовательского сектора.

Во многих своих частях настоящая статья представляет обзор работ многих физиков, которые внесли определенный вклад в Шервудский проект. Достигнутое в настоящее время полное понимание основных физических принципов управляемой реакции слияния ядер является в значительной мере продуктом их индивидуального и коллективного творчества. В основу работы легли результаты опубликованных ранее исследований астрофизиков, которые теперь могут судить о возможности практического, мирного применения процессов, протекающих при сверхвысоких температурах, которые ранее наблюдались лишь на звездах или в сердцевине атомной бомбы.

II. ОБОСНОВАНИЕ

Как уже было сказано осуществление управляемой реакции слияния ядер представляет одну из важнейших проблем нашего столетия. Это обстоятельство создает достаточный стимул для физиков, чтобы энергично взяться за ее решение. Но более внимательное рассмотрение проблемы показывает, что причины интереса лежат гораздо глубже. Изучение тенденций роста населения и уровня жизни большинства населения мира указывает на необходимость быстрейшего увеличения возможностей производства энергии во всем мире¹.

Если можно экстраполировать потребление энергии, то оказывается, что ископаемое топливо, такое как уголь и нефть, будет исчерпано для удовлетворения нужд населения менее чем через столетие. Даже использование солнечной энергии, падающей на всю доступную площадь земли, вряд ли бы удовлетворило бы предполагаемую потребность энергии через сто лет. Непрерывно,

возрастающие потребности могут быть удовлетворены лишь при использовании деления тяжелых или слияния легких ядер как источника больших количеств энергии. Как показывают результаты соответствующих подсчетов, ресурсы энергии, заключенные в запасах делящихся материалов, разработка которых экономически оправдана, превосходят примерно в 25 раз энергию, запасенную в ископаемом топливе. Несмотря на значительную величину этих резервов, они могут удовлетворить потребность энергии лишь в течение нескольких десятков лет следующего столетия. Для сравнения напомним, что потребности в энергии будущей эры могут быть обеспечены на миллиарды лет за счет только реакций слияния ядер дейтерия, находящегося в морях и океанах Земли. Топливо для реакции слияния атомных ядер по существу неисчерпаемо.

Интересные выводы можно сделать из сравнения стоимости и тенденции в изменении стоимости ядерного и ископаемого топлива. Даже при методах извлечения, которые используются сейчас, стоимость дейтериевого топлива составляет лишь несколько процентов стоимости количества угля, дающего столько же энергии. По мере того, как снижаются запасы того или иного сорта топлива, включая делящиеся материалы, его стоимость будет становиться все более и более высокой. Исключением в этом отношении является дейтерий, извлеченный из морской воды, стоимость которого будет падать или, по крайней мере, оставаться примерно постоянной неограниченно долго.

С другой стороны, перспектива снабжения сотнями миллиардов киловатт энергии от реакторов на делении через сто лет неприятна с точки зрения вредной радиоактивности и трудностей, связанных с размещением радиоактивных отходов. При таком уровне выработки энергии будет производиться примерно 10^{13} кюри долгоживущих радиоактивных твердых и газообразных продуктов деления в год, безопасное сохранение которых должно быть обеспечено. Влияние этого обстоятельства, разумеется, не будет в полной мере ощущаться нашим поколением, так что экстраполяции на будущее не скажутся на сегодняшних стремлениях к созданию силовых устройств, основанных на реакциях деления.

Опасность, связанная с возможностью взрыва, и необходимость размещения радиоактивных отходов в принципе может возникнуть также и при построении реактора слияния. Однако здесь, по-видимому, нет заметной опасности того, что может произойти взрыв реактора слияния; свойства же реакций слияния таковы, что заметного количества радиоактивных загрязнений, вероятно, производиться не будет.

Забегая вперед, укажем, что основная проблема, возникающая при попытке создания управляемой реакции слияния, состоит в нагревании подходящего ядерного топлива до кинетической температуры $100\,000\,000^\circ\text{C}$ или выше и контролируемом удержании реагирующего вещества при таких температурах в течение достаточно длительного времени. За это время ядра топлива должны произвести реакции слияния, сопровождающиеся выделением энергии, несмотря на наличие потерь из области реакции. Соответствующий поток энергии может быть использован в виде полезной мощности. Производство энергии слияния сильно отличается от производства энергии деления. При использовании делящихся материалов в самоподдерживающемся процессе отсутствует необходимость первоначального нагревания или тепловой изоляции, в то время как нагревание и удержание топлива являются первоначальными проблемами управляемой реакции слияния. В настоящее время нетрудно более или менее разумно оценить стоимость действующей силовой установки на делении, однако для реактора слияния никакие оценки с аналогичной точностью не могут быть сделаны. Тем не менее, по-видимому, нет оснований, особенно учитывая возрастание стоимости всех других видов топлива, считать, что энергия слияния не может конкурировать с энергией от других источников, которые уже к настоящему моменту являются достаточно развитыми.

При рассмотрении возможных методов получения энергии от реакций слияния можно не без оснований предполагать, что значительная часть энергии слияния может быть непосредственно переведена в электрическую. Эта возможность может привести к резкому уменьшению стоимости энергии и упрощению конструкций электрических силовых установок за счет исключения теплового цикла.

Резюмируя, можно сказать, что непрерывный рост промышленности требует практического применения реакции слияния в течение ближайших десятилетий. Первичное топливо для энергии слияния — дейтерий — неисчерпаем; его использование даже в больших масштабах не приведет к проблеме загрязнения радиоактивными отбросами. Проблема радиоактивных загрязнений, требующая преодоления огромных научных и технических трудностей, отпадает при создании практически пригодного контролируемого реактора слияния атомных ядер.

III. ЧТО ТАКОЕ УПРАВЛЯЕМЫЙ РЕАКТОР СЛИЯНИЯ?

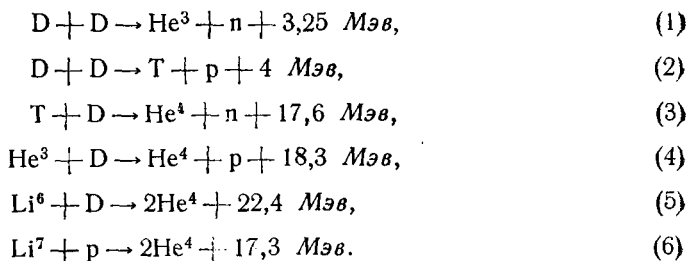
В настоящее время ответить на вопрос «что такое управляемый реактор слияния?» лучше всего следующей фразой. «Это устройство, в котором соответствующие изотопы легких элементов могут претерпевать ядерное слияние». В результате работы реактора осуществляется управляемое производство полезной энергии в количестве, превосходящем то, которое потребляется при работе установки. При обсуждении возможных форм устройства будущего реактора выдвигались различные остроумные предложения. Изучение таких проектов и соответствующих физических явлений, а также создание аппаратуры, необходимой для проведения экспериментов, является целью Шервудского проекта. Некоторые физические проблемы являются общими для любых попыток исследования в области, являющейся темой статьи. В этом параграфе будут обсуждены некоторые основные аспекты, которые относятся преимущественно к самим ядерным реакциям.

Ядерные реакции слияния

Среди ядерных реакций, которые кажутся обещающими для использования их в управляемом реакторе слияния, есть такие, в которых участвуют различные изотопы водорода, гелия и лития. Некоторые из этих реакций перечислены в таблице I.

Таблица I

Реакции слияния



Реакции (1) и (2) происходят примерно с одинаковой вероятностью. Реакции (3) и (4) интересны благодаря их большому энергетическому выходу, а также потому, что они происходят на продуктах реакции (1) и (2).

Сечения реакций (1), (2), (3) и (4) были измерены вплоть до малых энергий. Рис. 1 обобщает недавно опубликованные данные по этим реакциям.

Следует отметить сильное влияние кулоновского барьера на величину сечений при малых энергиях. Этот эффект становится, конечно, более отчетливым для реакций (5) и (6), что делает их практическое использование более трудным.

Рассмотрение энергетического баланса

Так как сечения достигают значений, близких к максимальным, в частности для реакции (3) в области энергии между 10 и 100 кэв, тогда как энергетический выход реакции равен нескольким Мэв, то существует реальная возможность для получения чистого энергетического выигрыша. Можно сказать, что даже если лишь несколько процентов из группы быстрых дейтронов и тритонов претерпят слияние, то энергия реакции превзойдет суммарную кинетическую энергию всех ускоренных частиц.

Как хорошо известно, энергетический баланс становится невыгодным при бомбардировке мишени, скажем, дейтериевой, пучком дейтронов. В этом случае основная доля кинетической энергии падающего пучка бесполезно расходуется на ионизацию, излучение и передачу энергии атомным электронам мишени и в результате выход оказывается равным только 10^{-5} или около 10^{-4} от необходимого для получения благоприятного энергетического баланса.

Возможное решение возникающей проблемы известно из астрофизики: весь топливный заряд должен быть нагрет до кинетической температуры, достаточной, чтобы произошло соответствующее число реакций при взаимных соударениях свободных ядер. Эти кинетические температуры соответствуют средним энергиям частицы, измеряемым десятками или, быть может, даже сотнями кэв*). При таких температурах вся материя оказывается полностью ионизованной и ионизационные потери, преобладающие в примере с дейтоновым пучком, падающим на мишень, становятся незначительными. Возможность получения полезного выхода энергетического баланса при указанных условиях связана с исходом конкуренции между ядерной энергией, произведенной в объеме реагирующего «топлива» и энергией, потерянной через наружную поверхность. Здесь астрофизики скажут, что так как отношение объема к поверхности возрастает с радиусом, то достаточно большая область протекания реакции всегда может обеспечить положительный выход энергетического баланса, как это имеет место на Солнце и в звездах. В земных условиях этот метод решения проблемы не особенно привлекателен, поэтому необходимы поиски других средств. Поиски должны привести к выбору наиболее благоприятных реакций слияния, чтобы создать эффективные условия, обеспечивающие уменьшение поверхностных потерь энергии не только с точки зрения достижения благоприятного баланса энергии, но также и для предохранения от испарения материалов стенки, окружающей область протекания реакции.

*) Средняя энергия частицы при максвелловском распределении равна $\frac{3}{2} kT$. При рассмотрении реакций слияния удобно выражать кинетическую температуру в килоэлектронвольтах. Температура в 1 кэв соответствует $1,16 \cdot 10^7$ °К. Средняя энергия частицы при этой температуре равна $\frac{3}{2}$ кэв.

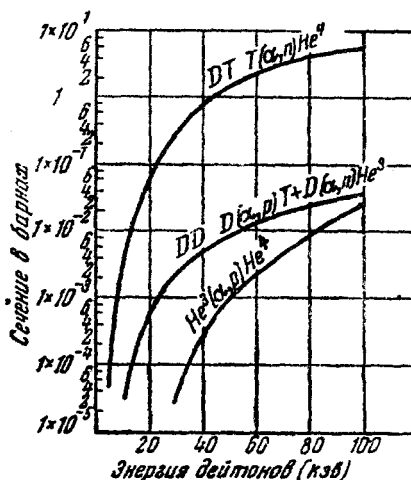


Рис. 1. Зависимость сечений для реакций слияния от относительной энергии частиц.

Материал стенок нагревается газом, находящимся при ультравысоких кинетических температурах в состоянии полной ионизации, т. е. газом, состоящим из одинакового числа свободных электронов и ионов. В этой статье топливо, находящееся в таком состоянии, называется плазмой в соответствии с определением Лангмюра. Изучение динамики полностью ионизованных газов или плазм — новое и важное поле деятельности для физиков; оно важно также и в связи с проблемами астрофизики. Это не удивительно, так как практически все вещество в мире, за исключением ничтожной его доли, существует в состоянии плазмы. Исследования по контролируемым реакциям слияния представляют попытку применить динамику астрофизической плазмы к земным масштабам.

Теория бинарных реакций

Реакции слияния являются бинарными, так как они происходят при столкновении двух частиц. В случае реакций слияния, протекающих в нагретой плазме, непрерывно происходят процессы столкновения между всеми частицами плазмы. Поэтому полезно рассмотреть теорию таких процессов.

Предположим, что происходят взаимные столкновения ионов реагирующего вещества, находящегося при кинетической температуре T . Вероятность того, что два иона прореагируют между собой при близком прохождении друг относительно друга, определяется сечением их взаимодействия σ , которое является функцией их относительной скорости v_{12} . Вероятность того, что по истечении единицы времени ион типа 1 прореагирует с каким-либо другим ионом типа 2, дается произведением сечения σ реакции, относительной скорости v_{12} и числа частиц n_2 типа 2 в единице объема. Так как существует определенное распределение относительных скоростей, а не фиксированное значение относительной скорости, то произведение σv_{12} должно быть усреднено по распределению, соответствующему кинетической температуре плазмы. Таким образом, вероятность реакции в расчете на частицу типа 1 — есть:

$$R_1 = n_2 \langle \sigma v_{12} \rangle. \quad (1)$$

Интенсивность протекания реакций в единице объема находится умножением R_1 на плотность ионов типа 1

$$R_{12} = n_1 R_1 = n_1 n_2 \langle \sigma v_{12} \rangle \text{ реакций/см}^3/\text{сек}. \quad (2)$$

Если ионы типов 1 и 2 идентичны (как в DD-реакции), то выражение (2) принимает вид:

$$R_{11} = \frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle \text{ реакций/см}^3/\text{сек}. \quad (3)$$

Плотность мощности реакции выражается произведением числа реакций, происшедших в единицу времени, на энергию каждой реакции W_{12} или W

$$p = n_1 n_2 \langle \sigma v_{12} \rangle W_{12} \quad (4)$$

или

$$p = \frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle W. \quad (5)$$

Если распределение скоростей частиц плазмы известно, то вычисление $\langle \sigma v \rangle$ производится непосредственно, хотя и довольно громоздко. Если принять максвелловское распределение ионов по скоростям, то получается удобное аналитическое выражение, которое дает $\langle \sigma v \rangle$ при малых и средних энергиях.

В работе ² показано, что экспериментальные значения сечения реакции при низких энергиях могут быть точно согласованы с формулой Гамова для

прохождения сквозь барьер. Для DD-реакции это выражение имеет следующий вид (энергия в кэв, сечение в барнах, $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$):

$$\sigma_{DD} = \frac{288}{W} \exp \left[-45,8W^{-\frac{1}{2}} \right]. \quad (6)$$

Величина $\langle \sigma v \rangle$ может быть получена интегрированием произведения выражения (6) на функцию распределения скоростей частиц по всем возможным относительным скоростям. Для максвелловского распределения с температурой T кэв полученное выражение имеет вид *):

$$\langle \sigma v_{DD} \rangle = 260 \cdot 10^{-16} T^{-\frac{2}{3}} \exp \left[-18,76T^{-\frac{1}{2}} \right], \quad (7)$$

$T < 50 \text{ кэв.}$

Аналогичное, но несколько более сложное выражение может быть получено для DT-реакции. Графики функций $\langle \sigma v_{DD} \rangle$ и $\langle \sigma v_{DT} \rangle$ для максвелловского распределения частиц в энергетическом интервале от 1 до 100 кэв показаны на рис. 2.

Интересно заметить, что для очень низких температур, скажем, меньше 5 кэв, реакции в основном протекают на частицах, энергия которых в несколько раз больше средней. Этот факт является следствием чрезвычайно малого значения величины эффективного сечения при низких энергиях.

Грубая оценка энергии частиц, определяющих основной вклад при DD-реакции, может быть получена просто определением максимума функции, представляющей собой произведение экспоненциального члена в выражении для сечения и выражения для максвелловского распределения по скоростям:

$$\exp \left[-45,8W^{-\frac{1}{2}} - WT^{-1} \right]. \quad (8)$$

Дифференцированием (8) может быть найдена величина W_m — энергии ионов, дающих максимальный вклад при протекании реакции. Величина T в кэв, выраженная как отношение W_m к температуре, имеет вид **):

$$\frac{W_m}{T} = \frac{8,1}{T^{1/3}}. \quad (9)$$

Таким образом, для $T = 1 \text{ кэв}$ это выражение показывает, что большинство реакций производится частицами, обладающими энергией примерно в восемь раз большей средней энергии, соответствующей этой температуре.

Мощность, выделяемая в единице объема

Значительный интерес представляют вычисления для некоторых возможных случаев типичной мощности реакции, среднего времени реакции и средней длины пробега ионов до реакции. Рассмотрим DD- и DT-реакции, протекающие при

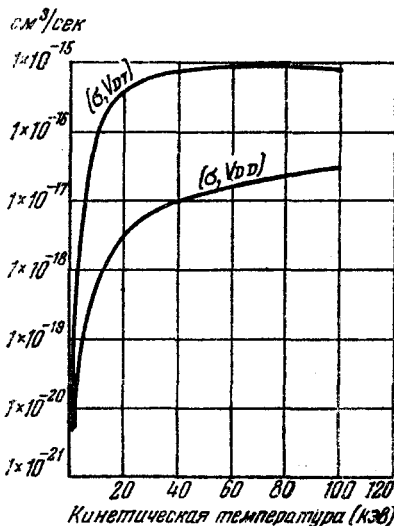


Рис. 2. Значения $\langle \sigma v_{DD} \rangle$ и $\langle \sigma v_{DT} \rangle$ для случая максвелловского распределения частиц.

*) См. работу Гамова и Теллера (Phys. Rev. 53, 608, 1938). Численные значения получены Лейтом (частное сообщение).

***) При более аккуратном подсчете получается коэффициент не 8,1, а 6,2 (см., например, W. В. Тһһтһһһ, Pr. Phys. Soc. 70B, 1 (1957). Прим. пер.

температуре 100 кэв. (Эта температура выбрана просто потому, что сечения для DD и DT-реакций хорошо известны и значения их мало изменяются вблизи 100 кэв, т. е. в этой области приведенные цифры практически не чувствительны к температуре. Позже будет показано, что максимальную рабочую температуру следует выбирать на порядок меньшей.) Из рис. 2 видно, что величина $\langle \sigma v \rangle$ составляет примерно $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^3/\text{сек}$. Средняя энергия DD-реакции, как следует из таблицы I, равна: $(3,25 + 4) : 2 = 3,6 \text{ Мэв}$ или около $6 \cdot 10^{-13}$ джоулей на реакцию. Таким образом, средняя полная мощность реакции на единицу объема будет:

$$P_t = \frac{1}{2} n_D^2 (3 \cdot 10^{-17}) (6 \cdot 10^{-13}) = 9 \cdot 10^{-30} n_D^2 \text{ вт/см}^3 \quad (10)$$

$(T = 100 \text{ кэв}).$

Следует обратить внимание на то, что это выражение пропорционально квадрату плотности дейтронов. На рис. 3 величина P_t отложена как функция плотности частиц. Горизонтальная линия, отвечающая значению 100 вт/см^3 , дает типичную плотность энергии, которую можно достигнуть в мощных реакторах на делении. Пунктирная вертикальная линия ($n_D = 2,7 \cdot 10^{19}$) отмечает плотность частиц в газе при нормальных условиях.

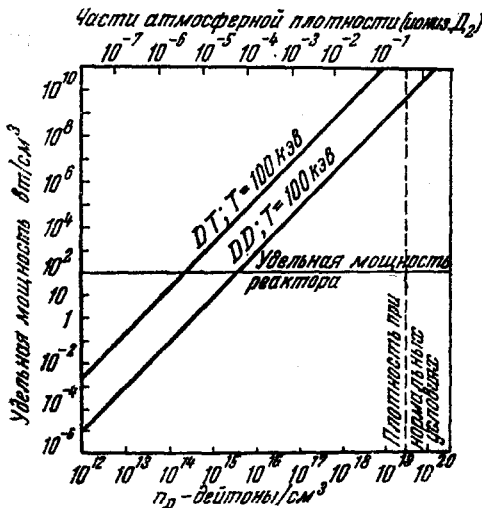


Рис. 3. Зависимость плотности мощности DD- и DT-реакций от плотности частиц дейтерия при температуре 100 кэв.

На этом же рисунке графически представлена мощность, выделяющаяся в единице объема смеси, состоящей из 50% D и 50% T при температуре 100 кэв, вычисленная из уравнения (2) по данным рис. 2.

Кривые для DD- и DT-реакций показывают, что при плотности частиц, равной 10^{-4} — 10^{-5} плотности атмосферы, мощность реактора слияния оказывается того же порядка, что и для реакторов на делении. Эти плотности кажутся парадоксально малыми; они примерно такие же, как плотности, встречающиеся во многих

лабораторных вакуумных системах (10^{-3} мм рт. ст. $\sim 10^{-6}$ атм.). Ясно, что точная параллель между проблемами давления и отвода тепла, которые лимитируют рабочую удельную мощность в реакторах на делении, и соответствующими проблемами в реакторе слияния не может быть проведена. Тем не менее проблема переноса тепла появляется в любом постоянно действующем реакторе слияния. Это следует из того, что длительная работа при температуре 100 кэв и плотностях, достигающих атмосферных плотностей, кажется невозможной. В этом нетрудно убедиться, если вспомнить, что мощность большой паровой электрической станции составляет 500 000 квт. В реакторе слияния при плотности дейтронов, эквивалентной атмосферному давлению и при температуре 100 кэв, эта мощность, как следует из рис. 3, должна быть сосредоточена в объеме всего лишь $0,03 \text{ см}^3$. При этом газокинетическое давление достигает примерно 10^7 атм .

Другой предельный случай соответствует работе при слишком низкой плотности топлива. Многие проекты производства термоядерной энергии, которые кажутся разумными при качественном рассмотрении, отпадают после количественных расчетов просто потому, что не могут быть достигнуты необходи-

мые плотности. Из кривых видно, что когда плотность падает, например, до 10^{12} частиц/см³, мощность от реакции составляет лишь около 10^{-5} вт/см³. Эта величина слишком мала, чтобы быть экономически выгодной. Плотность 10^{12} частиц/см³ типична для плазмы, генерируемой в обычных газовых разрядах.

Средний свободный пробег до реакции; распределение энергии между продуктами реакции

В принципе можно представить себе работу реактора слияния при температурах как больших, так и меньших 100 кэв. Однако в следующем разделе будет показано, что работа ниже определенной минимальной температуры

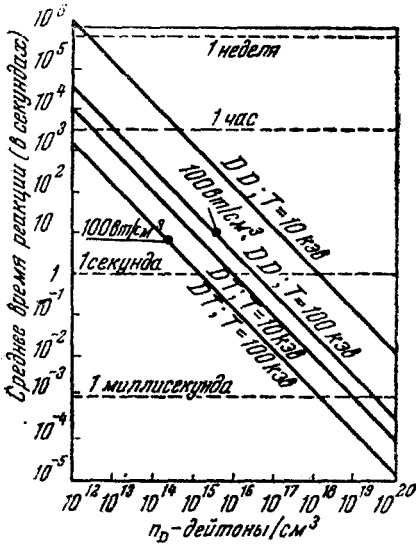


Рис. 4. Зависимость среднего времени реакции от концентрации частиц дейтерия, вычисленная для различных температур.

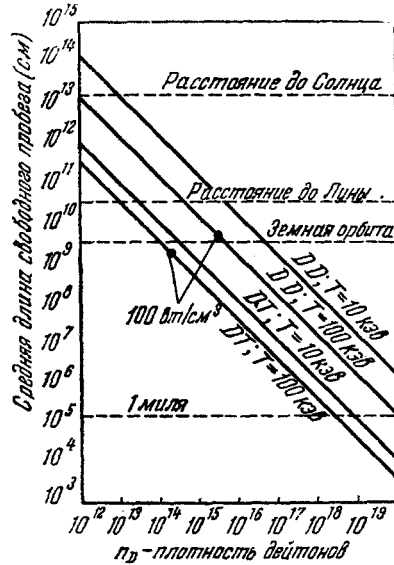


Рис. 5. Зависимость среднего свободного пробега до реакции как функция концентрации частиц.

невозможна. Исходя, из значения $\langle\sigma v\rangle$, можно найти среднее время жизни ионов топлива. Уравнение (1) дает число соударений, приходящихся на 1 частицу: $R_1 = n\langle\sigma v\rangle$. Таким образом, среднее время жизни до реакции есть

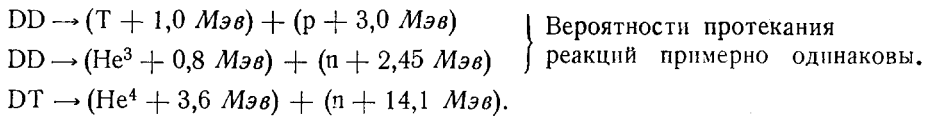
$$\tau = \frac{1}{R_1} = \frac{1}{n\langle\sigma v\rangle};$$

численное значение этой величины дано на рис. 4 как функция плотности частиц дейтерия n_D для DD- и DT-реакции при 10 кэв и 100 кэв. Точка на графике отвечает давлению при удельной мощности 100 вт/см³ (значение, соответствующее реактору на делении). Из графика видно, что в этих типичных случаях среднее время жизни частицы до реакции может достигать многих секунд. Следовательно, для поддержания баланса энергии среднее время ухода иона из области реактора должно быть не слишком мало по сравнению с указанной величиной.

Величину необходимого времени реакции можно более полно оценить из кривой $\lambda = 1/n\bar{\sigma}$ среднего свободного пробега до реакции. Это время в зависимости от n_D дано на рис. 5 для DD- и DT-реакций также при 10 и 100 кэв. Следует заметить, что для удельной мощности 100 вт/см³

средний свободный пробег для DD-реакций при 100 кэв составляет $5 \cdot 10^9$ см, т. е. расстояние, примерно равное окружности Земли!

До сих пор ничего не было сказано относительно судьбы энергии, вырабатываемой в реакторе слияния. Кинетическая энергия этих реакций, конечно, распределяется между продуктами реакции, причем львиная доля ее приходится на более легкие частицы. Если наиболее легкой частицей будет нейтрон, то из-за малой плотности вещества он, почти несомненно, покинет область реакции и вынесет свою кинетическую энергию наружу. Будут ли заряженные продукты реакции покидать область реакции, зависит от различных обстоятельств. В любом случае полная энергия заряженных продуктов реакции — это все, что остается в системе как для компенсации потерь, так и для поддержания реакции. Распределение энергии между заряженными частицами и нейтронами для DD- и DT-реакций указано ниже (начальной кинетической энергией пренебрегаем).



Только в случае наиболее выгодной в этом отношении DD-реакции, в среднем 66% энергии реакции переходит к заряженным продуктам реакции и 34% к нейтронам. Таким образом, внутренняя энергия, генерируемая при протекании DD-реакции, составляет 0,66 от величины, определяемой уравнением (10) и DD-кривой на рис. 3. В случае DT-реакции только 20% энергии передается заряженным продуктам, а 80% сообщается нейтронам.

Чтобы упростить рассмотрение, здесь и далее при рассмотрении DD-реакции возможным вкладом вторичных реакций слияния, вызванных самими заряженными продуктами (т. е. T и He³), пренебрегаем.

IV. КОНКУРИРУЮЩИЕ ПРОЦЕССЫ

Потери энергии в реакторе слияния и интенсивность протекания ядерных реакций являются определяющими процессами. Некоторые потери присущи любой системе. Среди них можно назвать излучение электронного облака, образующего вместе с ионами реагирующего вещества плазму. Если предположить лучистое равновесие, то поток излучения из области, в которой протекает реакция, будет определяться соотношением для черного тела $I = \sigma T^4 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$. При 10 кэв (10^8 °K) поток излучения будет составлять величину порядка 10^{21} вт/см^2 ! Мы можем заключить поэтому, что никакое управляемое устройство, основанное на слиянии ядер, не может действовать в условиях лучистого равновесия между частицами и полем излучения. Однако лучистое равновесие может быть достигнуто только при условии, что средняя длина свободного пробега для самопоглощения излучения значительно меньше размеров системы. К счастью, эти условия в плазме реактора слияния совсем не удовлетворяются; именно поэтому для описания энергетического состояния плазмы мы употребляем термин «кинетическая температура» а не просто «температура».

Картина аналогична той, которая имеет место в разреженных наружных слоях солнечной короны. Хотя известно, что кинетическая температура электронного газа в короне составляет примерно 10^6 °K, в действительном излучении Солнца основную роль играют глубоко лежащие слои, и суммарное излучение соответствует температуре черного тела всего лишь около 5000°. В наружных частях короны средний пробег наиболее важных составляющих собственного излучения значительно больше толщины слоя, так что лучистое равновесие не достигается.

Эффективная интенсивность излучения и минимальная температура, необходимая для протекания самоподдерживающейся реакции слияния

Для систем, размеры которых малы по сравнению со средней длиной свободного пробега фотонов до поглощения, можно грубо принять, что энергия действительного излучения из среды по порядку величины равна энергии излучения черного тела, умноженной на отношение размеров системы к среднему свободному пробегу фотонов до поглощения; предполагается, что энергия фотонов соответствует кинетической температуре. В качестве примера укажем, что при 10^8 °К для плазмы с плотностью 10^{15} частиц/см³ средний свободный пробег до поглощения составляет примерно 10^{20} см. Отсюда легко оценить порядок уменьшения интенсивности излучения для систем любых заданных размеров.

Основным видом излучения плазмы является обычное тормозное или рентгеновское излучение, возникающее при отклонении быстро движущихся электронов плазмы в кулоновском поле ионов. Теория этого излучения рассматривалась Гайтлером³ и другими. Значение мощности излучения в единице объема в виде рентгеновских лучей для случая полностью ионизованного газа может быть получено путем усреднения по максвелловскому распределению электронов (T_e — электронная температура в кэв):

$$p_r = 0,54 \cdot 10^{-30} Z^2 n_e^2 T_e^{1/2} \text{ вт/см}^3. \quad (11)$$

Для водородной плазмы $Z = 1$ и $n_e = n_i$ (n_e — плотность числа электронов; n_i — плотность числа ионов), поэтому для DD-реакции получается:

$$p_r = 0,54 \cdot 10^{-30} n_D^2 T_e^{3/2} \text{ вт/см}^3. \quad (12)$$

Сравнение формул (5) и (12) показывает, что обе величины p и p_r изменяются, как n_D^2 . Если предположить равенство электронной и ионной температур, то нетрудно убедиться, что даже в отсутствие других потерь (кроме обусловленных уходом нейтронов) самоподдерживающаяся управляемая реакция слияния не может протекать при температуре ниже некоторой определенной минимальной температуры, не зависящей от плотности. Так как $\langle \sigma v \rangle$ возрастает экспоненциально с температурой, в то время как энергия излучения возрастает только как $T^{1/2}$, то вырабатываемая мощность достигнет величины мощности излучения при критической температуре, значение которой определяется соотношением $p_r = p_i$ (мы учитываем только заряженные продукты реакции DD, так как нейтроны свободно уходят из системы). Из уравнений (5), (7) и (12) найдем отношение энергии, выделяющейся при слиянии ядер к энергии, уносимой излучением:

$$\frac{p_i}{p_r} = 1,92 \cdot 10^4 (T)^{-7/6} \exp[-18,76 T^{-1/3}]. \quad (13)$$

Принимая $p_i/p_r = 1$, получим T_c , равное 35 кэв. Величина T_c для DT значительно меньше и составляет примерно 4 кэв.

Благодаря тому, что p_r пропорционально Z^2 , присутствие даже небольшого количества ионизованных элементов с большим Z может значительно увеличить потери энергии. Отсюда следует, что высокая чистота топлива является важнейшим требованием, предъявляемым к плазме в реакторе слияния. По этой и другим причинам особое внимание должно быть уделено рассмотрению роли материальных стенок реактора в загрязнении плазмы при бомбардировке стенок быстрыми частицами и нагревании, хотя влияние стенок в других отношениях незначительно.

Необходимость удержания; возможные методы работы

Излучение плазменных электронов, таким образом, определяет минимальную температуру работы реактора слияния, но не вводит никаких специфических ограничений на размеры области, в которой протекает реакция, или на величину плотности числа частиц в плазме (пока равновесие излучения не будет достигнуто), так как удельные мощности излучения и реакции слияния зависят от плотности частиц одинаковым образом. Как было указано, в непрерывно действующем реакторе, вероятно, появится ограничение удельной мощности, которое приведет к ограничению плотности числа частиц.

Ниже будет показано, что в плазме при термоядерных температурах средний свободный пробег для обычных соударений между частицами очень велик. До тех пор, пока не принимаются специальные меры, соударения между частицами являются единственной причиной, препятствующей уходу частиц из области протекания реакций. Так, при плотности порядка 10^{15} частиц/см³ а priori отсутствуют причины, препятствующие мгновенному уходу иона топлива из реактора.

Могут быть отмечены два основных направления преодоления трудностей. Первая из возможностей состоит в том, что представление о непрерывно реагирующей плазме должно быть отброшено и что следует рассматривать импульсный процесс. В этом случае необходимы достаточно высокие плотности, при которых в течение по крайней мере небольшого промежутка времени скорость диффузии из-за частых столкновений становится достаточно низкой, чтобы предотвратить быстрый уход частиц из области протекания реакции. В противном случае интенсивный уход быстрых частиц привел бы к прекращению реакции. Логическим пределом этого процесса является водородная бомба, которая в обычном смысле этого слова не вполне управляема. Второй путь заключается во введении между материальной стенкой реактора и плазмой некоторого силового поля, способного оказывать давление так, чтобы исключить непосредственный контакт между частицами, участвующими в реакции, и низкотемпературной областью. Ясно, что даже при пониженной плотности высокая температура топлива приводит к давлениям значительной величины. Например, при кинетической температуре 100 кэВ и полной плотности 10^{15} частиц/см³ газокинетическое давление достигает примерно 1000 атм. Гравитационное поле, очевидно, оказывается слишком слабым, кроме случаев, относящихся к звездным масштабам. Остается возможность использовать электромагнитное поле, способное передавать импульс, а следовательно, и оказывать силовое воздействие. Так как топливо в реакторе слияния практически полностью ионизовано, то заряженные частицы, из которых оно состоит, способны непосредственно взаимодействовать с этим полем. Диапазон возможностей здесь очень велик и их обсуждение выходит за пределы этой статьи, однако краткое упоминание об одном примере будет сделано ниже.

Резюмируя, можно сказать, что контролируемая реакция слияния должна протекать вдали от лучистого равновесия при таких условиях, когда радиационные потери ограничиваются только обычным тормозным излучением. При достаточно высокой рабочей температуре мощность, выделяемая при протекании реакции, превысит мощность излучения, позволяя осуществить самоподдерживающую реакцию слияния, разумеется, если отсутствуют другие значительные потери. В то же время для преодоления чрезмерных потерь частиц (и, следовательно, энергии), обусловленных прямым уходом из области протекания реакции, следует или подбирать режим работы генератора при высокой плотности частиц (а следовательно, весьма кратковременный), или искать пути удержания частиц в течение достаточно длительного времени с помощью электромагнитного поля того или иного типа.

V. ПРИМЕР ВОЗМОЖНОГО СПОСОБА МАГНИТНОГО
УДЕРЖАНИЯ — ПИНЧ-ЭФФЕКТ

С классическим примером электромагнитного поля, способного удерживать группу заряженных частиц, мы сталкиваемся при рассмотрении так называемого «пинч-эффекта» — самостягивания группы заряженных частиц, движущихся так, что они создают ток одного направления. Пинч-эффект в сущности является одним из случаев взаимного притяжения параллельных токов. Теория пинч-эффекта была впервые выдвинута Беннетом⁴ и в дальнейшем разработана Тонксом и Аллисом^{5,6}. Некоторые экспериментальные работы по этому вопросу уже сообщались^{7,8} и в настоящее время имеются ссылки на более прямую связь между явлениями электромагнитного сжатия и исследованиями по управляемым термоядерным реакциям^{9,10}.

Теоретические работы Беннета и других показали, что и в обычном пинч-эффекте при больших токах проводящая область концентрируется вблизи оси разрядной камеры, создавая плазменный шнур. Конфигурация магнитного поля вблизи плазменного шнура показана на рис. 6. То, что ток сжимается, является прямым доказательством удержания плазмы в радиальном направлении под действием магнитного поля.

Чтобы иллюстрировать принцип магнитного удержания такого типа, рассмотрим упрощенную картину пинча и выведем из нее условия для равенства между кинетическим давлением плазмы и эффектом сжатия магнитным полем. Мы предположим, как показано на рис. 6, что сжимающийся ток заполняет тонкий цилиндрический слой или оболочку наружного радиуса a толщиной ε . Плазма, заполняющая область внутри слоя, будет характеризоваться однородной плотностью однократно заряженных ионов n_i , электронов n_e и кинетической температурой T . Плотность n_i примем равной n_e (необходимость этого будет показана в дальнейшем). Так как плазма является газом, то ее кинетическое давление можно представить в виде $P = (n_i + n_e) kT$. Снаружи слоя плотность, а следовательно, и кинетическое давление равно нулю. Разница давлений должна быть уравновешена градиентом магнитного поля.

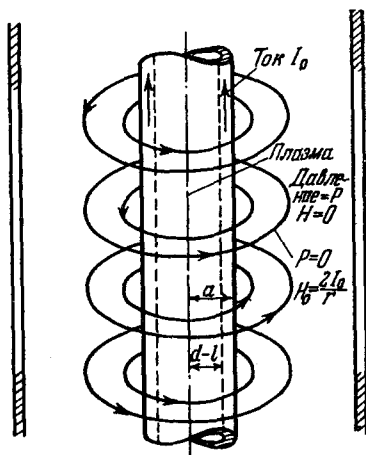


Рис. 6. Схематическое изображение пинч-эффекта в плазме.

При макроскопическом рассмотрении уравновешивающей силой является сила $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$, действующая на каждую единицу объема, в котором протекает разрядный ток плотности \mathbf{j} . В этом случае сила, конечно, действует только в пределах тонкого слоя, несущего ток. Внутри самой проводящей оболочки напряженность магнитного поля падает от значения $\frac{2I_0}{a}$ снаружи до нуля на внутренней поверхности. В то же время предполагается, что плотность частиц возрастает от нуля снаружи до значения, отвечающего плотности в центре на внутренней поверхности. Если мы предположим, что ток распределен равномерно по слою толщиной ε , то в любой точке внутри слоя поле будет иметь величину

$$H = \frac{2I}{r}, \tag{14}$$

где I — полный ток внутри радиуса r . Таким образом, если толщина оболочки

есть ε , то

$$I(r) = I_0 \left(\frac{r + \varepsilon - a}{\varepsilon} \right), \quad (a - \varepsilon) < r < a.$$

Пусть $r = a - x$, $0 < x < \varepsilon$, тогда

$$I(x) = I_0 \left(1 - \frac{x}{\varepsilon} \right), \quad (15)$$

$$H(x) = \frac{2I_0}{a-x} \left(1 - \frac{x}{\varepsilon} \right) \approx \frac{2I_0}{a} \left(1 - \frac{x}{\varepsilon} \right), \quad \text{так как } \varepsilon \ll a. \quad (16)$$

Плотность тока j равна полному току, деленному на площадь сечения токопроводящей оболочки

$$j = \frac{I_0}{2\pi a \varepsilon}, \quad \varepsilon \ll a. \quad (17)$$

Полная сила, действующая на единицу внутренней поверхности оболочки, получается интегрированием произведения $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ по площади поперечного сечения оболочки. Здесь \mathbf{j} перпендикулярно к \mathbf{H} , так что

$$\int_0^\varepsilon (jH) dx = \left(\frac{2I_0}{a} \right) \left(\frac{I_0}{2\pi a \varepsilon} \right) \int_0^\varepsilon \left(1 - \frac{x}{\varepsilon} \right) dx = \frac{I_0^2}{2\pi a^2}. \quad (18)$$

Эта сила должна уравновешивать кинетическое давление плазмы

$$P = (n_i + n_e) kT, \\ \frac{I_0^2}{2\pi a^2} = P = (n_i + n_e) kT. \quad (19)$$

Иными словами,

$$I_0^2 = 2NkT, \quad (20)$$

где N — полное число частиц плазмы на сантиметр длины столба радиуса a . Это соотношение полезно при определении величины тока, необходимого для магнитного удержания. Заметим, что выражение для I_0 не зависит от радиуса плазменного столба.

Магнитное давление

Так как $H_0 = 2I_0/a$, то формула (19) может быть записана в виде

$$\left[\frac{H_0^2}{8\pi} \right]_{\text{наруж.}} = P_{\text{внутр.}} \quad (21)$$

В этом уравнении ясно видна роль магнитного поля. Магнитное поле во внешней области удерживает кинетическое давление во внутренней области за счет магнитного давления. Величина магнитного давления равна $\frac{H_0^2}{8\pi}$ ($\frac{H_0^2}{8\pi}$ есть также плотность энергии магнитного поля). Аналогичное соотношение для любой точки внутри токопроводящего слоя имеет вид:

$$\nabla \left(\frac{H^2}{8\pi} + P \right) = 0, \quad \text{то есть } \left(\frac{H^2}{8\pi} \right) + P = \text{const} = \frac{H_0^2}{8\pi}. \quad (22)$$

Это соотношение справедливо, если кривизна линий магнитного поля пренебрежимо мала. Оно часто встречается в литературе по физике плазмы^{11,12}, а также реализуется в рассмотренном здесь примере. Важно заметить, что возникающее магнитное давление является прямым результатом взаимодействия плаз-

менных токов и магнитного поля. Магнитное давление действует только там, где плазменные токи стремятся уменьшить внешнее поле, т. е. там, где среда обладает свойством, которое можно назвать диамагнетизмом. В рассматриваемом примере магнитное поле, порожденное токами, выталкивается из проводящей области; такое явление может происходить только в идеальных проводниках, однако аналогичная картина может наблюдаться в течение короткого времени и в плазме, обладающей конечной электропроводностью. Чтобы иллюстрировать величину напряженности магнитного поля, необходимую для магнитного удержания, возвратимся к прежнему примеру с DD-реакцией, протекающей при температуре 10 кэВ и плотности числа дейтронов $n_i = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Предположим, что электронная и ионная температуры примерно равны. Как и в прежнем примере, плазменное давление равно $P = (n_i + n_e)kT = 6 \cdot 10^{15} \cdot (1,6 \cdot 10^{-7}) = 10^9 \text{ дин/см}^2$ или около 1000 атм , откуда

$$\frac{H_0^2}{8\pi} = 10^9, \text{ т. е. } H_0 = 1,6 \cdot 10^5 \text{ гаусс.}$$

Если радиус плазменного цилиндра равен, например, 10 см , то уравнение (19) показывает, что требуемый ток составляет около $8 \cdot 10^5$ ед. CGSM или $8 \cdot 10^6 \text{ а}$.

До сих пор не было необходимости обсуждать специфический микроскопический механизм, которым магнитное поле удерживает плазму. Ясно, что в приведенном выше примере можно качественно считать, что ионы и электроны, пытаясь уйти в радиальном направлении из оболочки, будут отражаться от области сильного магнитного поля. Бесконечно малые токи, возникающие при отражении заряженных частиц от границы, должны складываться в самосогласованную систему макроскопических токов, создающую данную конфигурацию магнитного поля. Это представление может служить основой для весьма важной проблемы устойчивости удерживаемой плазмы.

Неустойчивость плазменного шнура; продольное ограничение

Хотя выше и было показано, что для плазменного шнура, удерживаемого магнитным полем, может иметь место равновесие давлений, но возможность устойчивого равновесия для этого случая не установлена. В действительности устойчивость отсутствует. В ставшей уже классической работе Крускала и Шварццайльда¹³ показано, что «самостягивающийся» ток, текущий в плазме, не устойчив из-за изгибающих возмущений. Если сжатый шнур претерпевает бесконечно малое локальное боковое смещение, причем длина смещения больше чем диаметр столба шнура, то возмущение будет возрастать экспоненциально со временем, пока столб не разрушится. Это состояние в известной мере аналогично неустойчивости вращающегося длинного тонкого стержня, закрепленного только на концах. Наличие неустойчивости физически обусловлено тем, что магнитное поле (а следовательно, и магнитное давление) больше на вогнутой стороне изгиба проводника, несущего ток, чем на его выпуклой стороне. Эта картина отчетливо видна на рис. 7; силовые линии магнитного поля становятся густыми с вогнутой стороны шнура и редкими вблизи его выпуклой стороны. Неустойчивость, предсказанная Крускалом и Шварццайльдом, является частным случаем более общего типа гидромагнитной неустойчивости. Свойство неустойчивости такого типа заключается в том, что время возрастания нестабильных возмущений, взятое e раз, примерно равно времени прохождения ионом расстояния, равного «длине волн» возмущения. Поэтому

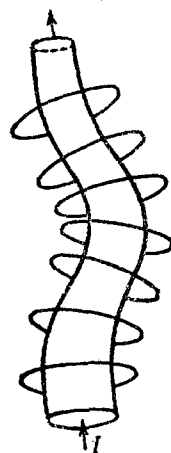


Рис. 7. Неустойчивость плазменного шнура.

возмущения, обладающие «короткими длинами волн», возрастают более быстро. Предсказываемое при термоядерных температурах время возрастания разрушительно короткое (100 *кэв* дейтон имеет скорость около 300 *см* в *мксек*). Для превращения простого пинч-эффекта в устройство для производства термоядерной энергии необходимо найти пути устранения этой фундаментальной неустойчивости. Один из возможных путей заключается в создании плазменного шнура за более короткое время, чем время возрастания неустойчивости. Если будет достигнута достаточно большая мгновенная мощность реакции, то в этом случае может быть получен чистый энергетический выигрыш.

Чтобы завершить описание картины элементарного (квазистационарного) пинч-эффекта, как возможного устройства для получения термоядерной энергии, нужно заметить, что конфигурация поля в этом примере (рис. 6) не обеспечивает эффективных способов продольного ограничения плазмы. В экспериментах Коузинса и Уора⁹, в некоторых работах Така в Лос-Аламосе и в работе у Тафтса и в университете в Южной Калифорнии¹⁰ был использован тороидальный индукционный разряд, который в принципе указывает возможные пути уменьшения потерь на электроды. Плазменный шнур в этом случае оказывается замкнутым.

VI. ЯВЛЕНИЯ В ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОМ ГАЗЕ

В последние годы стали усиленно изучаться проблемы физики полностью ионизованных газов. Несмотря на очевидную важность этого предмета для управляемых реакций слияния, детальное его рассмотрение лежит за рамками этой статьи; поэтому читатель отсылается к изучению соответствующей литературы. Однако некоторые простые и в то же время основные особенности этого «четвертого состояния материи» будут здесь рассмотрены.

Поведение плазмы в основных чертах определяется тремя процессами: 1) дальнедействующими, коллективными электростатическими эффектами (эффектами объемных зарядов), порождаемыми самой плазмой; 2) короткодействующими эффектами, обусловленными столкновениями между отдельными частицами плазмы; 3) взаимодействием между индивидуальными частицами и приложенными извне электромагнитными полями. Строго говоря, процессы 1) и 3) являются взаимосвязанными, так как плазма может полностью изменить характер внешних полей путем коллективных эффектов. Однако раздельное рассмотрение взаимодействия обоих типов может представлять разумное приближение к действительности.

Равенство заряда

Процесс 1) действует наиболее эффективно, устанавливая состояние зарядового равновесия плазмы. Можно сказать, что любая тенденция объемных зарядов отклониться от нейтральности вызывает появление большого, противодействующего этому отклонению, электростатического поля. Чтобы иллюстрировать это явление, достаточно вычислить электрическое поле, которое существует вокруг сферы, наполненной плазмой, электронная и ионная плотность которой равны 10^{15} *частиц/см*³, после того, как каким-либо образом электроны плазмы неожиданно изъяты. Если радиус сферы равен 1 *см*, то теорема Гаусса дает для поля значение

$$E = \frac{Q}{r^2} = \frac{4\pi}{3} \cdot 10^{15} \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} = 2 \cdot 10^6 \text{ абс. эл. ст. ед.}$$

или 600 млн. *в/см*.

Уже при относительном отклонении от равенства зарядов, равном 10^{-5} ,

напряженность поля составит 600 в/см вблизи сферы плазмы радиусом 1 см или $600\,000 \text{ в/см}$ вблизи сферы радиуса 1 м . Эффективное равенство электронных и ионных плотностей зарядов должно быть принято как необходимое условие в любом действующем реакторе слияния.

Электропроводность плазмы

Другим очевидным свойством, которым обладает облако свободно перемещающихся отрицательных и положительных зарядов, является его электрическая проводимость. Как и в любой проводящей среде, численное значение проводимости обратно пропорционально числу столкновений между носителями тока и другими, соседними частицами. В горячей плазме, в противоположность обычным проводникам, с возрастанием температуры число столкновений становится меньшим, а следовательно, электрическое сопротивление плазмы уменьшается с увеличением температуры. Теория сопротивления полностью ионизованной плазмы показывает, что оно изменяется обратно пропорционально температуре в степени три вторых. Для водородной плазмы численное значение удельного сопротивления приблизительно определяется выражением (T в кэВ)

$$\rho_0 = \frac{3 \cdot 10^{-6}}{T^{3/2}} \text{ ом} \cdot \text{см}. \quad (23)$$

Таким образом, при $T = 100 \text{ кэВ}$ теоретическое значение сопротивления составляет примерно $3 \cdot 10^{-9} \text{ ом} \cdot \text{см}$ — меньше чем 1% от сопротивления меди при комнатной температуре. Это выражение строго применимо лишь в тех случаях, когда эффективные размеры плазмы значительно больше средней длины свободного пробега электронов. При низких плотностях и высоких температурах это условие может не удовлетворяться. Тем не менее, по другим причинам качественный результат для низких сопротивлений остается правильным во многих практически интересных случаях. Отсюда следует, что во многих случаях горячая плазма ведет себя в некотором отношении подобно сверхпроводнику, иными словами, она исключает или ослабляет магнитное поле внешнего происхождения (как в случае «пинча») и может закорачивать накопленные заряды или силовые линии электрического поля. Эти качественные результаты не особенно чувствительны к плотности плазмы.

В присутствии магнитного поля теоретическое значение сопротивления плазмы в стационарном состоянии несколько изменяется в направлении, перпендикулярном направлению силовых линий магнитного поля, и практически не меняется вдоль магнитных силовых линий. Кратковременные эффекты могут быть, однако, существенно другими в зависимости от масштаба времени.

Плазменные колебания

Другим свойством полностью ионизованного газа, которое проявляется благодаря наличию пространственного заряда и высокой эффективной проводимости плазмы, является возникновение плазменных электромагнитных колебаний. Простейшим видом этих колебаний, которые не зависят от присутствия магнитного поля, являются колебания, впервые предсказанные и наблюдаемые Тонксом и Ленгмюром. Эти (продольные) колебания плазмы связаны с тем, что небольшое мгновенное смещение зарядов одного знака по отношению к зарядам другого знака приводит к появлению электрического поля, направленного так, чтобы противодействовать смещению. Силы инерции, возникающие при смещении зарядов, обеспечивают механизм периодических колебаний около точки нулевого смещения среднего заряда. Частота этих

колебаний определяется массой смещенных частиц и коэффициентом упругости электрического поля, вызванного смещением. Плазменные колебания такого типа по своей природе могут быть или электронными, или ионными, т. е. их частоты определяются массами электронов или ионов. Ионные колебания имеют частоту более низкую, чем электронные, и их не так легко идентифицировать. В последние годы было сделано значительное число теоретических работ по плазменным колебаниям, многие из которых выполнены советскими исследователями¹⁴. Этот вопрос детально освещен в литературе^{11, 12, 15, 16}.

Важно заметить, что частота электронных колебаний плазмы измеряется собственным временем реакции электронного газа плазмы на изменения электрического поля, возникающего либо в результате разделения зарядов, либо при наличии внешнего переменного поля. Плазменная частота весьма часто встречается при описании многих явлений, происходящих в плазме. Пренебрегая поправками на эффект тепловых скоростей, найдем электронную плазменную частоту:

$$\omega_p = \sqrt{4\pi n_e \frac{e^2}{m}} \text{ радиан/сек} \quad (24)$$

или

$$f_p = 9 \cdot 10^3 n_e^{1/2} \text{ гц};$$

таким образом, при $n_e = 10^{15}$ получаем:

$$f_e = 2,7 \cdot 10^{11} \text{ гц}.$$

Если импульсные электрические поля накладываются на промежуток времени, много больший $1/\omega_p$, то главную роль играют ранее рассмотренные эффекты электрической проводимости. Если же они прилагаются на промежуток времени, меньший $1/\omega_p$, то преобладают инерционные эффекты плазмы и влияние проводимости становится малым. Так, например, обычный свет свободно проходит сквозь плазму, в то время как радиоволны могут сильно поглощаться или отражаться от нее. Эффективная диэлектрическая постоянная плазмы (в случае, если столкновениями частиц и действием магнитного поля можно пренебречь) может быть записана в виде

$$K = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{4\pi n_e e^2}{m\omega^2}. \quad (25)$$

Это выражение знакомо всем изучавшим классическую теорию дисперсии. Здесь ω — угловая частота электромагнитных волн, распространяющихся в плазме. Показатель преломления определяется соотношением

$$\gamma = \sqrt{K} = \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2\right]^{1/2}. \quad (26)$$

Соответствующая фазовая скорость оказывается большей, чем скорость света. Распространение электромагнитного возмущения без ослабления может происходить только в случае $\omega > \omega_p$; ситуация похожа на ту, которая имеет место в волноводах.

Гидромагнитные волны

Если ω и ω_p больше, чем ω_c — циклотронная частота электронов, то присутствие магнитного поля мало влияет на распространение электромагнитных волн в плазме. Если электрический вектор электромагнитной волны параллелен H , то условия распространения волны, как следует из уравнения (26), слабо зависят от частоты. В том случае, когда ω и ω_p сравнимы или меньше ω_c положение усложняется и возникают сложные дисперсионные эффекты.

В присутствии магнитного поля становится возможным появление новых типов волн, имеющих фундаментальное значение. Это так называемые магнито-гидродинамические или гидромагнитные волны, описанные Альфвеном¹². В простейшем случае эти волны поперечны и распространяются вдоль магнитных силовых линий. Они похожи на волны, возникающие при поперечных колебаниях материальных упругих лент (силовые линии поля). Масса «ленты», конечно, определяется массой ионов (или электронов плазмы) и относится к очень важному качественному понятию, связанному с движением плазменных частиц в присутствии магнитного поля. Это понятие заключается в том, что при движениях, которые происходят достаточно быстро по сравнению с частотой столкновений между частицами (но не слишком быстро по сравнению с периодом обращения частиц), заряженные частицы ведут себя так, как если бы они были связаны с магнитными силовыми линиями (более точно, с определенными магнитными поверхностями)*).

Как уже было сказано, магнитные силовые линии ведут себя подобно взаимоотталкивающимся упругим лентам. Поперечные колебания или волны кручения могут распространяться вдоль силовых линий со скоростью, которая является функцией массы, приходящейся на единицу длины (т. е. плотности ионов) и силовой постоянной, определяемой величиной магнитного поля. Скорость распространения этих волн определяется выражением, полученным Альфвеном:

$$v_A = \left(\frac{H^2}{4\pi\rho} \right)^{1/2}. \quad (27)$$

Здесь ρ равно $(n_i m_i + n_e m_e) \approx n_i m_i$. Возводя в квадрат обе части равенства (27) и деля на квадрат скорости света, получим:

$$\left(\frac{v_A}{c} \right)^2 = \frac{2 \left(\frac{H^2}{8\pi} \right)}{\rho c^2}. \quad (28)$$

Правая часть этого выражения представляет собой отношение удвоенной плотности магнитной энергии к энергии массы покоя частиц, заключенных в 1 см^3 . В плазмах, представляющих практический интерес для контролируемых ядерных реакций, эта величина много меньше единицы и, следовательно, волны распространяются со скоростью, значительно меньшей скорости света**).

Одна из причин, в силу которых здесь приведено описание гидромагнитных колебаний, состоит в том, что они иллюстрируют важное свойство «горячей» плазмы в магнитном поле, а именно «замораживание» в плазме магнитных силовых линий (или, во всяком случае, магнитных поверхностей).

Неустойчивые типы некоторых таких колебаний могут быть также важны при рассмотрении важной проблемы устойчивости плазмы, удерживаемой магнитным полем. Например, можно видеть, что левая часть уравнения (28) не что иное, как квадрат показателя преломления плазмы для альфвеновских волн, так что величина, обратная $(v_A/c)^2$, сама по себе сходна с диэлектрической постоянной среды для некоторых типов гидромагнитных возмущений. Эта диэлектрическая постоянная плазмы в практически интересных случаях может быть весьма большой.

*) В. А. Ньюкомб создал исчерпывающую теорию «движения магнитных линий», которая приведена в технических докладах Принстонского университета № 1 (1955 г.).

) F. de Hoffmann and E. Teller, Phys. Rev. **80, 692 (1950) показали, что при предельно высоких значениях магнитного поля или малой плотности волны Альфвена переходят в световые волны.

Процессы столкновений

Уже было показано, что плазма в термоядерном реакторе не может существовать в равновесии с полем собственного излучения; кроме того, очевидно, не должно иметь место тепловое равновесие с окружающими ее материальными стенками. Таким образом, удерживаемая плазма не может даже приблизиться к термодинамическому равновесию в обычном смысле. Существование плазмы, удерживаемой магнитным полем, должно рассматриваться как пример неравновесного состояния, так как удерживающие электромагнитные силы могут проявляться только в том случае, если через плазму протекают электрические токи. Так как плазма не является идеальным проводником, удерживающие токи в изолированной плазменной системе будут уменьшаться со временем. Они могут поддерживаться в стационарном состоянии только за счет непрерывного подвода кинетической или электромагнитной энергии. Как и в случае обычного проводника, столкновения в плазме обеспечивают механизм диссипации энергии и определяют скорость установления равновесия. Однако в противоположность обычным проводникам число столкновений в плазме уменьшается при возрастании температуры, а следовательно, удержание магнитным полем облегчается.

В полностью ионизованных газах процессы рассеяния или столкновения почти целиком определяются кулоновскими полями голых ядер и свободных электронов плазмы. Бесконечный радиус действия кулоновских сил приводит к тому, что кулоновское взаимодействие частиц обычно подразделяют, как уже указывалось, на два основных типа. Совместное действие всех частиц, находящихся на расстоянии больше определенного расстояния, «обрезания» или экранирования, сливается в коллективное воздействие, подобное действию пространственного заряда, такое, когда существенно лишь действие большого заряда. С другой стороны, в пределах расстояния экранирования физически приемлемо считать столкновения дискретными независимыми явлениями, даже если в пределах неэкранированной области находится много частиц. Длина экранирования («дебаевская длина») определяется наименьшим расстоянием, при котором электроны плазмы своими коллективными движениями могут еще экранировать кулоновское поле заряженной частицы от другой движущейся вблизи нее. Таким образом, дебаевская длина непосредственно связана с минимальным временем реакции плазмы на локальное электрическое возмущение. Это время определяется частотой плазменных колебаний, т. е. примерно равно $1/\omega_p = (m/4\pi n_e e^2)^{1/2}$. Расстояние λ , которое электрон плазмы, обладающий средней энергией, может пройти за это время при попытке заэкранировать поле, примерно равно средней скорости электрона, умноженной на указанное время, т. е.

$$\lambda = \left(\frac{3}{2} \frac{kT_e}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{m}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{kT_e}{\frac{8}{3} \pi n_e e^2} \right)^{1/2}; \quad (29)$$

λ , таким образом, является грубо оцененным расстоянием экранирования. Обычно используется дебаевское теоретическое значение этой величины (введенное в теории электролитов), которое несколько меньше приведенного выше значения:

$$\lambda_D = \left(\frac{kT_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2}. \quad (30)$$

Эта величина при вычислении всех физически интересных случаев входит под знак логарифма, поэтому ее точное численное значение несущественно. На рис. 8 λ_D отложена как функция n_e для различных электронных температур. Там же отложено среднее число зарядов, находящихся

внутри дебаевской сферы (сфера с радиусом, равным длине Дебая). Как видно из рис. 8, любая отдельная частица может взаимодействовать со многими другими, находящимися на расстоянии, меньшем дебаевской длины. По этой причине обратимся к эффекту далеких столкновений (происходящих на расстояниях, больших, чем ядерные размеры, но меньших длины Дебая), которые имеют более важное значение, чем близкие столкновения при рассеянии любой заряженной частицы, проходящей сквозь плазму.

Прежде всего рассмотрим близкие столкновения. Сечение рассеяния заряженной частицы определяется классической формулой Резерфорда¹⁷. Для больших отклонений, отвечающих отдельным близким столкновениям, нетрудно найти порядок величины эффективного сечения. Для этого необходимо определить минимальное расстояние между двумя взаимодействующими заряженными частицами. В этом состоянии взаимная кулоновская потенциальная энергия равна начальной кинетической энергии сталкивающихся частиц. Частицы, которые проходят близко друг от друга, очевидно, будут рассеяны на большие углы и эффективное сечение таких процессов будет равно площади диска с радиусом, равным расстоянию, соответствующему максимальному сближению. Итак, мы устанавливаем, что начальная кинетическая энергия частицы W равна взаимной электростатической потенциальной энергии в момент максимального сближения. Для двух однозарядных частиц $W_c = e^2/r_c$, где r_c — минимальное расстояние между частицами. Следовательно,

$$\sigma_c \approx \pi r_c^2 = \frac{\pi e^4}{W^2}. \quad (31)$$

Выражая W в *кэв*, получим:

$$\sigma_c \approx \frac{6 \cdot 10^{-20}}{W^2} \text{ см}^2. \quad (32)$$

Из формулы видно, что эффективное сечение σ_c изменяется обратно пропорционально квадрату относительной энергии. При относительной энергии 100 *кэв* сечение равно 6 *барнам*, т. е. в 160 раз больше сечения DD-реакции при той же относительной энергии. Для значительно больших энергий написанное выше соотношение дает заниженное значение эффективного сечения из-за неучета прямого ядерного взаимодействия.

Чтобы вычислить эффект далеких столкновений, предположим, что отклоняющий эффект в каждом таком столкновении мал и направление отклонения по отношению к направлению рассеиваемой частицы является случайным. Приращение импульса, получаемого частицей при таком столкновении, равно средней силе, умноженной на среднее время столкновения

$$F(\Delta t) = \Delta(Mv) = \Delta p \quad (33)$$

(Δp — приращение импульса, p — импульс).

Сила является именно такой, какая возникает из-за взаимодействия движущегося заряда с электрическим полем частиц «фона», с которыми этот заряд сталкивается. Таким образом, $F = Ee$, а Δt примерно равно времени,

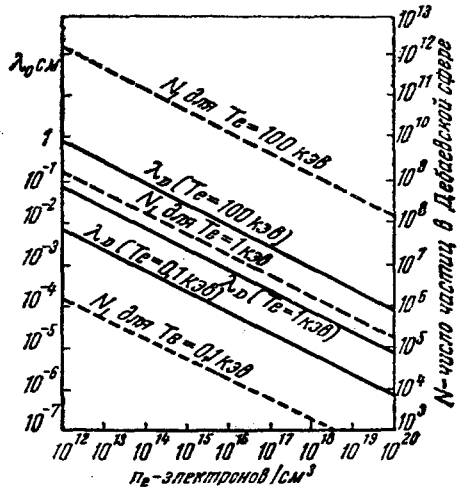


Рис. 8. Зависимость длины волны Дебая и числа частиц внутри дебаевской сферы от концентрации частиц.

которое частица проводит, находясь на расстоянии, равном расстоянию максимального сближения, как показано на рис. 9. Таким образом, $\Delta t \approx r/v$ и $E \approx e/r^2$ (v — скорость частицы)

$$\Delta p \approx \frac{Eer}{v} = \frac{e^2}{rv}. \quad (34)$$

Так как при далеких столкновениях происходят передачи импульсов, направления которых совершенно случайны, средний квадрат изменения импульса заряженной частицы будет пропорционален числу таких столкновений, умноженному на квадрат изменения импульса при одиночном столкновении. За время, пока рассеиваемая частица проходит расстояние L , она «столкнется» с большим числом частиц одинаковых масс, лежащих в слое на расстоянии r от ее траектории. Число таких частиц равно плотности частиц, умноженной на объем слоя:

$$dN_L = n (2\pi r L dr).$$

Таким образом, для случайных столкновений

$$\langle (\Delta p)^2 \rangle = (nL2\pi r dr) \left(\frac{e^2}{rv} \right)^2. \quad (35)$$

Полное изменение импульса можно найти суммированием по всем столкновениям на длине пути L , т. е. интегрированием по всем значениям r в интервале от расстояния наименьшего и до расстояния наибольшего сближения

$$\langle (\Delta p)^2 \rangle = \frac{2\pi e^4}{v^2} nL \ln(q), \quad (36)$$

где $q = \frac{r_{\max}}{r_{\min}}$.

Поделим обе части равенства на квадрат начального импульса рассеянной частицы $p^2 = (Mv)^2$

$$\frac{\langle (\Delta p)^2 \rangle}{p^2} = \frac{\pi e^4}{2 \left(\frac{1}{2} Mv^2 \right)^2} nL \ln(q). \quad (37)$$

Когда $\langle (\Delta p)^2 \rangle$, увеличиваясь, становится сравнимым с p^2 , мы можем принять, что частица рассеялась на большой угол, близкий к 90° (т. е. ее энергия изменилась на существенную величину). Другими словами, если L считать средней длиной свободного пробега до рассеяния заряженной частицы на большие углы при далеких столкновениях, то L находится из соотношения

$$\frac{\langle (\Delta p)^2 \rangle}{p^2} = 1,$$

$$1 \approx \frac{\pi}{2} \frac{e^4}{\left(\frac{1}{2} Mv^2 \right)^2} nL \ln(q) = \frac{\pi}{2} \frac{e^4}{W^2} nL \ln(q).$$

Но по смыслу эффективного сечения $L = \frac{1}{n\sigma}$. Таким образом, мы находим, что эффективное сечение для рассеяния на большие углы или до передачи существенной части энергии при далеких столкновениях выражается следующим образом:

$$\sigma_d \approx \frac{\pi e^4}{W^2} \frac{\ln(q)}{2}. \quad (38)$$

Нетрудно заметить, что σ_d равно σ_c , умноженному на $\frac{\ln(q)}{2}$; фактор q очень велик, но ограничен. Он приблизительно равен отношению наибольшего расстояния, при котором еще имеет место взаимодействие между соударяющимися частицами к расстоянию их максимального сближения. Первое из этих расстояний, очевидно, определяется дебаевской длиной, второе примерно равно r_c , вычисленному выше, если при этом квантовый эффект пренебрежимо мал. Таким образом, $q \approx \frac{\lambda_D}{r_c}$ и для типичных плотностей и температур плазмы имеет порядок 10^9 . Величина $\ln(q) \approx 20$ сравнительно нечувствительна к изменению плотности и температуры плазмы. Если мы пренебрежем поправками на относительные энергии частиц фона, то получим $\sigma_d \approx 10\sigma_c$. Таким образом, вклад эффекта далеких столкновений при рассеянии заряженных частиц примерно на порядок величины больше, чем вклад близких соударений. Если W выразить в $kэв$, то

$$\sigma_d \approx \frac{6 \cdot 10^{-19}}{W^2} \text{ см}^2. \quad (39)$$

Можно ожидать, что это соотношение является приближенно верным и для столкновений между частицами одинаковых масс, а также для случая рассеяния частицы более легкой, чем рассеивающие. Следовательно, пользуясь уравнением (39), можно грубо оценить значения сечений ион-ионных, электрон-электронных, электрон-ионных столкновений. Детальные и более аккуратные вычисления этого типа для случая столкновений звезд были сделаны астрофизиком Чандрасекаром¹⁸. Спитцер¹¹ распространил эти вычисления на случай полностью ионизованного газа.

Одно из важных следствий работы Чандрасекара и Спитцера — введение понятия времени релаксации для столкновений в плазме. Ясно, что среднее время рассеяния на большие углы или изменения импульса при взаимодействии частицы с фоном, создаваемым другими частицами, является мерой скорости приближения неравновесного плазменного распределения к равновесному.

Особый интерес представляют два случая. В первом из них рассматривается время упругого или неупругого рассеяния некоторого заданного иона или электрона, обладающего большой энергией («пробная частица») в результате взаимодействия с подобными ей частицами.

Эффективное сечение σ_d может быть использовано для оценки времени релаксации*). Эти времена соответственно равны t_{ii} — среднему времени столкновения для рассеяния ионов при далеких столкновениях с ионами, t_{ee} — аналогичному времени рассеяния электронов электронами и t_{ei} — времени рассеяния электронов при далеких соударениях с ионами. Очевидно, $t_{ei} \approx t_{ee}$, если эффектом отдачи пренебречь. Обозначения i и e относятся соответственно к ионам и электронам. Таким образом,

$$t_{ii} = \frac{1}{n_i \sigma_d v_i}, \quad (40)$$

$$t_{ee} = \frac{1}{n_e \sigma_d v_e} \approx t_{ei}. \quad (41)$$

Так как электрон имеет скорость примерно в 60 раз большую, чем дейтрон той же энергии, то $t_{ii} \approx 60t_{ee}$, если энергии ионов и электронов сравнимы. При использовании приведенного выше выражения для величины σ_d время изменения энергии можно представить в виде функции плотности фоновых частиц и энергии рассеиваемых частиц в $kэв$. Используя значение массы

*) Более точные значения σ_d приведены в работах Чандрасекара и Спитцера.

дейтона M , имеем $v_i = 3 \cdot 10^7 \sqrt{W}$ см/сек, и, следовательно

$$t_{ii} = 6 \cdot 10^{10} \frac{W^{3/2}}{n_i} \text{ сек}, \quad (42)$$

$$t_{ee} = 10^9 \frac{W_e^{3/2}}{n_e}. \quad (43)$$

Заметим, что время релаксации возрастает с увеличением энергии. Эти уравнения пригодны лишь для оценок времени релаксации, так как возможна ошибка в численном множителе ~ 2 или более по сравнению с точно выведенной величиной.

Из уравнения (42) можно видеть, например, что при $n_i = 3 \cdot 10^{15}$ и $W = 150$ кэв, $t_{ii} = 0,04$ сек (соответствующая средняя длина пробега около 10^7 см). Из рис. 4 следует, что среднее время жизни дейтона до реакции DD при кинетической температуре 100 кэв равно 10 сек или примерно в 250 раз больше времени релаксации дейтона при средней энергии частицы, соответствующей этой температуре. Это означает, что при температуре плазмы, равной 100 кэв, дейтон, чтобы произвести реакцию, должен в среднем испытать значительное, хотя и не слишком большое число эффективных столкновений. При более низких температурах это число становится гораздо большим.

Второй интересный случай относится к эффекту столкновения иона с электронами, создающими фон. Здесь можно рассмотреть два предельных случая: а) энергия иона значительно меньше средней энергии электронов; б) энергия иона превышает среднюю энергию электронов. В случае а) ион будет получать энергию при столкновениях с более быстро движущимися электронами в количестве, определяемом числом электронно-ионных столкновений и средней энергией, передаваемой при каждом столкновении. В случае б) ион будет терять энергию, передавая ее электронам, несмотря на то, что их средняя скорость больше, чем скорость иона.

В случае а) передача энергии может быть оценена методом, аналогичным тому, который применяется при оценке σ_d . Так как ионы движутся очень медленно по сравнению со средней скоростью электронов, эта задача очень похожа на классическую задачу о броуновском движении. Когда быстрые электроны проходят вблизи иона, они передают ему импульс путем взаимодействия, описанных при вычислении σ_d с той разницей, что здесь должно быть использовано среднее значение скорости электрона

$$\Delta p \approx \frac{e^2}{r v_e}, \quad (44)$$

где \bar{v}_e — средняя скорость электрона.

Число столкновений за время Δt с электронами, проходящими в кольце площадью $dA = 2\pi r dr$, пропорционально среднему числу электронов, проходящих в секунду сквозь такое кольцо. Исходя из элементарной кинетической теории, может быть установлено, что это число приблизительно равно $3n_e \bar{v}_e dA$. Предполагая, что столкновения носят случайный характер, и интегрируя по r , получим:

$$\langle (\Delta p)^2 \rangle = \frac{6\pi n_e e^4}{v_e} \ln(q) \Delta t. \quad (45)$$

Подставив $\frac{1}{2} m \bar{v}_e^2 \approx \frac{3}{2} kT_e$ и $\langle (\Delta p)^2 \rangle = 2M \langle \Delta W \rangle$ в уравнение (45), получим величину скорости приобретения энергии ионом, при бомбардировке его быстрыми электронами ($W \ll \frac{3}{2} kT_e$, все выражено в единицах CGSE):

$$\frac{dW}{dt} \approx 3\pi \ln(q) \frac{n_e e^4}{(3m_e kT_e)^{1/2}} \cdot \left(\frac{m}{M}\right). \quad (46)$$

Это выражение показывает, что скорость приобретения ионом энергии не зависит от величины его энергии до тех пор, пока последняя мала по сравнению со средней энергией электронов и что она изменяется обратно пропорционально квадратному корню из температуры электронов. Этот качественный факт интересен в связи с рассмотрением возможности нагревания «холодных» ионов путем столкновений с «горячими» электронами. Так как часто значительно легче передавать энергию непосредственно электронам плазмы, чем ионам, то возможен такой цикл нагревания, когда сначала нагреваются электроны, а уже затем они передают часть своей энергии ионам посредством столкновений. Это, вероятно, возможно при энергиях в несколько эв, но при термоядерных температурах скорость передачи энергии становится малой и эффективность нагревания падает.

При рассмотрении электрон-ионных столкновений интересен и другой предельный случай, когда энергия ионов велика по сравнению со средней энергией электронов. В этом случае приближенные методы не позволяют получить решение задачи сразу. Вычисления показывают, что даже если средняя скорость электронов превышает скорость иона, то передача энергии определяется главным образом теми немногими электронами, скорость которых меньше скорости иона. Эти столкновения уменьшают энергию иона до тех пор, пока ее значение не достигнет средней энергии электронов. Спитцер и другие получили точные выражения для скорости обмена энергией между ионами и электронами распределения Максвелла. Формула, приведенная ниже, включает оба рассмотренных здесь случая. Для водородной плазмы это выражение в единицах CGSE имеет вид:

$$\frac{dW}{dt} = 4\pi \sqrt{2} \ln(q) \frac{n_e e^4}{(\pi m k T_e)^{3/2}} \left(\frac{m}{M}\right) \left(1 - \frac{W}{\frac{3}{2} k T_e}\right). \quad (47)$$

Если энергия иона W значительно меньше $\frac{3}{2} k T_e$, то это выражение принимает тот же вид, что и приближенная формула (46) с точностью до численного множителя $(3\pi/32)^{1/2} = 0,54$. Подставляя численные значения в (47), выражая W и $k T_e$ в кэв и подставляя вместо M массу дейтона, получим в этом предельном случае:

$$\frac{dW}{dt} = 1,4 \cdot 10^{-12} \frac{n_e}{T_e^{3/2}} \text{ кэв/сек}. \quad (48)$$

При $n_e = 3 \cdot 10^{15}$ и $T_e = 0,1$ кэв (такая температура может быть получена в газовом разряде при больших токах) ион с малой энергией будет набирать энергию со скоростью $1,3 \cdot 10^4$ эв/сек; таким образом ион, обладавший энергией в 1 эв, может удвоить свою энергию за время, равное примерно 0,1 мксек. Однако при той же плотности и $T_e = 100$ кэв эта величина составляет $4,3 \cdot 10^5$ эв/сек, т. е. ион с энергией 10 кэв удвоит свою энергию только через 0,023 сек.

Если $W \gg k T_e$, то выражение (47) принимает вид:

$$\frac{1}{W} \frac{dW}{dt} = -0,9 \cdot 10^{-12} \frac{n_e}{T_e^{3/2}}, \quad (49)$$

где энергия и температура выражаются в кэв. После интегрирования получается:

$$W = W_0 e^{-t/\tau_e}, \quad (50)$$

где $\tau_e = 1,1 \cdot 10^{12} (T_e^{3/2}/n_e)$.

Из этой формулы видно, что столкновения с электронами «холодного» распределения приводят к экспоненциальному уменьшению энергии быстрых ионов с постоянной времени, пропорциональной электронной температуре

в степени $3/2$, таким образом, в этих условиях энергия иона асимптотически приближается к значению $3/2 kT_e$ в соответствии с классическим законом равномерного распределения по степеням свободы. При $n_e = 3 \cdot 10^{15}$ и электронной температуре 10 эв (типичной для обычного разряда) τ_e составляет всего лишь 0,3 мксек, т. е. составляет примерно $3 \cdot 10^{-7}$ среднего времени жизни иона до реакции DD при температуре 100 кэв. Это существенно для некоторых проблем, обсуждаемых в разделе VIII.

Одно из интересных следствий уравнения (47) заключается в том, что при высокой температуре плазмы равновесная электронная температура может быть несколько ниже температуры ионов. Если заметное количество энергии не подводится к плазме от внешних источников или от происходящих в ней реакций, то температура электронов будет определяться балансом между интенсивностью тормозного излучения и скоростью передачи энергии от ионов к электронам при столкновениях т. е. она может быть найдена комбинированием уравнений (47) и (12). Для дейтериевой плазмы приближенно получается следующая разность температур (температура в кэв):

$$T_i - T_e = 4,4 \cdot 10^{-3} T_e^2. \quad (51)$$

Таким образом, при $T_i = 100$ кэв значение T_e будет асимптотически приближаться к 75 кэв, если, конечно, в энергетическом балансе не участвуют другие процессы.

Движение частиц

Как уже отмечалось, при термоядерных температурах средний свободный пробег до столкновения ионов и электронов плазмы будет, вероятно, весьма большим. В этом случае перемещение электронов и ионов плазмы на расстояния порядка размеров разрядной камеры будет определяться главным образом электродинамическими силами и каждая заряженная частица плазмы будет двигаться практически в соответствии с обычными уравнениями движения частицы в электромагнитном поле. Это поле является результатом самоогласованной суперпозиции полей, образованных внешними источниками, пространственным зарядом и полями, создаваемыми самой плазмой. Достаточно разреженная плазма оказывает сравнительно слабое воздействие на приложенное извне поле, и ее поведение может быть понято из рассмотрения движения отдельных частиц во внешнем поле.

Уравнение движения заряженной частицы в электромагнитном поле в гауссовой системе единиц имеет вид:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{H} \right). \quad (52)$$

Составляющая электрической силы, направленная параллельно движению, вызывает изменение кинетической энергии частицы. Сила, действующая на частицу в магнитном поле, направлена перпендикулярно движению и искривляет траекторию движения частицы, но не меняет ее энергии.

Если $\mathbf{E} = 0$ и \mathbf{H} постоянно в пространстве и времени, то движение складывается из перемещения с произвольной по величине постоянной скоростью, направленной вдоль магнитных силовых линий и вращения с циклотронной угловой частотой $\omega_c = eH/mc$. Другими словами, траектории представляют винтовые линии, оси которых параллельны силовым линиям поля. Благодаря различным знакам зарядов ионов и электронов они вращаются в противоположных направлениях с частотой, отличающейся в (m/M) раз. При одинаковой энергии вращения диаметр орбиты иона в $(M/m)^{1/2}$ раз больше диаметра орбиты электрона (примерно в 60 раз в случае дейтонов). Произведение напряженности магнитного поля на радиус кривизны орбиты для дейтонов равно:

$$H\rho_c = 6,4 \cdot 10^3 \sqrt{W_{\perp}} \text{ гаусс} \cdot \text{см}. \quad (53)$$

Энергия дейтонов здесь выражена в *кэв*. Угловая частота вращения дейтонов равна

$$\omega_c = 4,8 \cdot 10^3 \text{ Н радиан/сек.} \quad (54)$$

Если электрическое поле имеет составляющую, направленную перпендикулярно магнитному полю, то траектория частицы представляет суперпозицию движения по винтовой линии и дрейфа с постоянной скоростью в направлении, перпендикулярном как направлению магнитного поля, так и поперечной составляющей электрического поля. Если скорость дрейфа мала по сравнению со скоростью движения частицы по орбите, то действительное движение можно представить себе как поперечный дрейф мгновенного центра вращения частицы (ведущего центра). Скорость дрейфа в скрещенных полях равна

$$\mathbf{v}_0 = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{H}}{H^2} \quad v_0 = c \frac{E}{H}, \quad (55)$$

если \mathbf{E} и \mathbf{H} перпендикулярны. Заметим, что направление этой скорости и ее величина не зависят от величины и знака заряда, а также от массы частицы.

Если вспомнить, что даже в статическом магнитном поле движущийся наблюдатель ощущает электрическое поле, то формула для дрейфовой скорости \mathbf{v}_0 может быть легко выведена из уравнений движения. Предположим, что действительное движение частицы складывается из перемещения с постоянной скоростью $\mathbf{v}'_0 \ll c$ и движения с переменной скоростью \mathbf{v}_1 , так что $\mathbf{v} = \mathbf{v}'_0 + \mathbf{v}_1$, иными словами, пусть по отношению к наблюдателю, находящемуся в системе координат, движущейся со скоростью \mathbf{v}'_0 , скорость частицы равна \mathbf{v}_1 . В такой движущейся системе координат, помимо приложенного электрического поля, проявляется дополнительное поле $\mathbf{E}_m = (\mathbf{v}'_0 \times \mathbf{H})/c$. Поэтому в движущейся системе уравнение движения будет иметь вид

$$m \frac{d\mathbf{v}_1}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \mathbf{E}_m + \frac{\mathbf{v}_1 \times \mathbf{H}}{c} \right). \quad (56)$$

Выберем скорость \mathbf{v}'_0 так, чтобы $\mathbf{E}_m = -\mathbf{E}$, так что $\mathbf{E} + \mathbf{E}_m = 0$. В этой системе координат электрическое поле отсутствует, и траектория движения снова будет винтовой линией. Выбирая скорость

$$\mathbf{v}'_0 = \mathbf{v}_0 = c \frac{(\mathbf{E} \times \mathbf{H})}{H^2},$$

получаем:

$$\mathbf{E}_m = \frac{(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \times \mathbf{H}}{H^2} = -\mathbf{E},$$

так как \mathbf{H} и \mathbf{E} перпендикулярны.

Когда магнитное поле изменяется со временем, скорость дрейфа $c(E/H)$ имеет еще и другой важный смысл. Предположим, что однородное магнитное поле, образованное длинным соленоидом, возрастает со временем. В этом случае появляется электрическое поле, силовые линии которого являются окружностями с центрами, расположенными на оси соленоида. Напряженность этого электрического поля в лабораторной системе находится из закона индукции:

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \int \left(\frac{dH}{dt} \right) \cdot dA, \quad (57)$$

или, для окружности радиуса r :

$$2\pi r E = -\frac{\pi r^2}{c} \frac{dH}{dt}. \quad (58)$$

На некотором радиусе r скорость дрейфа $v_0 = c(E/H)$ равна

$$v_0 = \frac{dr}{dt} = c, \quad \frac{E}{H} = -\frac{r}{2} \frac{dH}{dt} \frac{1}{H}, \quad (59)$$

или

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{1}{H} \frac{dH}{dt}. \quad (60)$$

После интегрирования получается

$$\frac{r}{r_0} = \left(\frac{H_0}{H}\right)^{1/2}, \quad (61)$$

или

$$\pi r^2 H = \pi r_0^2 H_0. \quad (62)$$

Последнее равенство показывает, что при движении любого участка с локальной скоростью дрейфа $c(E/H)$ по направлению внутрь аксиально-симметричной области магнитного поля сохраняется магнитный поток внутри окружности, радиус которой в каждый момент времени равен расстоянию между движущейся точкой и осью. Иными словами, ведущие центры орбит, движущиеся с локальной скоростью дрейфа, остаются на поверхности некоторой сжимающейся трубки магнитного поля.

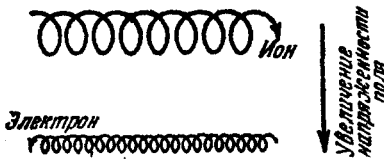


Рис. 10. Дрейф заряженных частиц в магнитном поле, градиент абсолютной величины которого перпендикулярен направлению поля.

При наличии градиента магнитного поля происходит более сложное движение заряженных частиц. Если этот градиент мал, то движение частиц определяется простыми соотношениями. Особый интерес представляет случай, когда градиент магнитного поля в каждой точке направлен перпендикулярно силовым линиям поля.

Характер получающихся в этом случае траекторий качественно показан на рис. 10. В том месте, где поле сильнее, кривизна траекторий больше средней; в том месте, где поле слабее, — она меньше. Таким образом, в результате получается циклоидальный дрейф в направлении, перпендикулярном градиенту, причем центры вращения отрицательно и положительно заряженных частиц перемещаются в противоположные стороны, поэтому в плазме появляются тенденции к разделению зарядов, что может в свою очередь привести к появлению локальных электрических полей. В конечном счете плазма может дрейфовать как целое в сторону, противоположную направлению поперечного градиента. Детали истинного дрейфового движения плазмы лучше всего описываются макроскопическим уравнением движения плазмы, например, в форме, рассмотренной Спитцером¹¹. Скорость дрейфа индивидуальных частиц (если дрейф не заторможен коллективными эффектами) равна¹²

$$v_d = \frac{\rho_c v_{\perp}}{2} \frac{\nabla_{\perp}(H)}{H}, \quad (63)$$

где $\nabla_{\perp}(H)$ — составляющая градиента абсолютной величины H в плоскости, перпендикулярной к H , ρ_c — радиус кривизны частицы, v_{\perp} — вращательная компонента скорости. Это выражение справедливо лишь, если $v_d \ll v_{\perp}$, т. е. $(\rho_c/2)(\nabla(H_{\perp})/H) \ll 1$. Последнее условие просто означает, что относительное изменение напряженности магнитного поля на протяжении орбиты должно быть мало.

Дрейф, который по происхождению может быть назван «гироскопическим», возникает в присутствии гравитационных или центробежных полей. Эти поля приводят к дрейфовому движению, перпендикулярному приложенной силе и направленному в противоположные стороны для ионов и электронов. В гравитационном поле, компонента которого, направленная перпендикулярно маг-

нитному полю, равна g_{\perp} , скорость дрейфа равна

$$v_g = \frac{g_{\perp}}{\omega_c}, \tag{64}$$

где ω_c — циклотронная частота частицы в магнитном поле. Для больших магнитных полей эта дрейфовая скорость мала.

Если частицы движутся вдоль искривленных линий поля, то появляется центробежное ускорение, которое приводит также к дрейфу. Этот дрейф может быть вычислен из (64), если вместо g_{\perp} подставить центробежное ускорение. Предположим, что частица движется по винтовой линии вдоль искривленной линии поля, причем компонента ее скорости, направленная параллельно линиям поля, равна v_{\parallel} . Тогда, если радиус кривизны магнитных силовых линий равен R , то центробежное ускорение равно v_{\parallel}^2/R , так что

$$v_c = \frac{v_{\parallel}^2}{R\omega_c}. \tag{65}$$

В противоположность гравитационным дрейфам этот дрейф в некоторых случаях может быть существенен. Заметим, что скорости дрейфов центров окружностей, описываемых частицами v_d , v_g и v_c , направлены противоположно для ионов и электронов. Различное направление скоростей может привести к разделению зарядов и, следовательно, к появлению электрических полей. В результате в ряде случаев плазма начинает двигаться в направлении ослабления магнитного поля, иными словами, имеется тенденция к выталкиванию плазмы из области сильного магнитного поля.

Эта явная тенденция заряженных частиц, движущихся в магнитном поле, отталкиваться от областей сильного магнитного поля, т. е. проявлять диамагнитные свойства, обнаруживается и при движении частиц в магнитном поле с градиентом, направленным вдоль силовых линий. Хорошо известным эффектом этого типа является отражение заряженных космических частиц от магнитного диполя Земли. Ферми использовал аналогичные соображения для объяснения происхождения космических лучей¹⁹. Отталкивающее действие положительного градиента, параллельного магнитным силовым линиям, легче всего объясняется при помощи одного из так называемых «адиабатических инвариантов» движения заряженной частицы. Частицы, двигаясь в постоянном магнитном поле по спирали вокруг силовых линий, испытывают воздействия со стороны сил, направленных перпендикулярно их движению, поэтому момент количества движения, соответствующий их вращательному движению вокруг линий поля, будет являться приближенным интегралом движения. Магнитный момент, возникающий при вращательном движении заряда, будет также интегралом движения. Это можно усмотреть из элементарных соображений.

Запишем известное уравнение равенства сил, действующих на частицу, в магнитном поле:

$$\frac{mv_{\perp}^2}{r} = \frac{Hev_{\perp}}{c}. \tag{66}$$

Оно может быть переписано следующим образом:

$$\frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{H} = \frac{e}{2mc} (mv_{\perp} r), \tag{67}$$

где $mv_{\perp} r$ — момент количества движения вращающейся частицы, который в дальнейшем мы будем обозначать через α ; $\frac{1}{2} mv_{\perp}^2 = W$ — вращательная энергия частицы $e/2mc = \text{const}$. Тогда

$$\frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{H} = \frac{W_{\perp}}{H} = \frac{e}{2mc} (\alpha) = \nu, \tag{68}$$

где μ — магнитный момент в *эрг/гаусс*. Постоянство α означает постоянство μ и, следовательно, W_{\perp}/H является адиабатическим инвариантом движения. Под адиабатическим инвариантом здесь понимают величину, которая остается постоянной при малом изменении величины магнитного поля на протяжении одного оборота частицы по окружности. Различными авторами было показано, что W_{\perp}/H является также инвариантом при медленном изменении магнитного поля во времени^{12, 20}.

Для заряженной частицы, свободно движущейся в статическом магнитном поле, другим инвариантом движения является ее полная кинетическая энергия. Иными словами, при движении частицы вдоль магнитных силовых линий сумма ее вращательной и поступательной энергии должна оставаться постоянной. Если напряженность магнитного поля в двух различных областях (1) и (2), проходимых частицей, равна соответственно H_1 и H_2 , то, очевидно, можно написать:

$$W_{\parallel}(1) + W_{\perp}(1) = W_{\parallel}(2) + W_{\perp}(2). \quad (69)$$

Инвариантность μ означает также, что

$$\frac{W_{\perp}(1)}{H_1} = \frac{W_{\perp}(2)}{H_2}, \quad (70)$$

откуда

$$W_{\parallel}(2) = W_{\parallel}(1) - W_{\perp}(1) \left[\frac{H_2}{H_1} - 1 \right]. \quad (71)$$

Если $H_2/H_1 > 1$, то $W_{\parallel}(2) < W_{\parallel}(1)$. Очевидно, компонента скорости частицы, направленная вдоль поля, будет уменьшаться при движении в сторону увеличения поля. Если начальное значение W_{\parallel} не слишком велико, то частица может отразиться от области сильного магнитного поля, действие которого в этом случае подобно действию тормозящего потенциала. Поскольку сила, действующая на частицу, равна градиенту потенциала, взятому с обратным знаком, то дифференцирование (71) дает приближенное уравнение для аксиального движения частицы, навивающейся на магнитную силовую линию:

$$\vec{F}_z = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial z}, \quad (72)$$

где ось z совпадает с направлением магнитной силовой линии в данной точке.

Из написанных выше уравнений следует, что частица, энергия вращательного движения которой очень мала, не отразится от области более сильного магнитного поля.

Постоянство μ приводит еще к одному интересному выводу. Так как отношение W_{\perp}/H постоянно и $H\rho_c \sim W_{\perp}^{1/2}$ (согласно уравнению (53)), то $\rho_c^2 H = \text{const}$, т. е. магнитный поток сквозь круговую орбиту является приближенной константой движения.

Диффузия поперек магнитного поля

Хотя использование рассмотренных выше методов имеет эвристическую ценность, но представление плазмы в виде комплекса независимых движущихся заряженных частиц, подчиняющихся только простым адиабатическим законам, является чрезмерным упрощением истинной картины. Для решения многих задач необходимо использовать макроскопические уравнения плазмы¹¹. Примером явления, которое проще всего анализируется с помощью таких макроскопических или гидродинамических уравнений, является диффузия заряженных частиц поперек сильного магнитного поля, т. е. случай, когда газо-кинетическое давление пренебрежимо мало по сравнению с магнитным давлением.

При микроскопическом подходе диффузию заряженных частиц поперек магнитного поля следует рассматривать как случайное блуждание частиц в двумерном пространстве; скорость блуждания в этом случае определяется частотой взаимных столкновений частиц, а шаг примерно равен циклотронному радиусу. Таким образом, качественно скорость диффузии уменьшается, если 1) возрастает напряженность магнитного поля, т. е. диаметр орбит становится меньше или если 2) возрастает температура или уменьшается плотность частиц, иными словами, если частота столкновений убывает.

В спокойной плазме, состоящей из электронов и одинаковых ионов, диффузия может возникнуть как за счет ионно-ионных или ионно-электронных столкновений, так и при соударениях электронов между собой. Недавно Саймон²¹ рассчитал относительную роль этих процессов и, по-видимому, разрешил имеющийся парадокс. Парадокс заключается в том, что рассмотрение процессов столкновения между одинаковыми частицами в первом приближении приводит к отсутствию диффузии, так как положение центра тяжести сталкивающихся частиц при таких столкновениях не меняется.

Обычно в диффузии преобладает эффект электрон-ионных столкновений, для которых скорость диффузии дается выражением¹¹

$$v_p = \frac{-c}{\sigma} \frac{\nabla P}{H^2} \text{ см/сек}, \quad (73)$$

где σ — электрическая проводимость плазмы в см^{-1} (CGSM) и P — давление плазмы. Скорость диффузии, выраженная как функция температуры в кэВ для дейтериевой плазмы, приблизительно равна:

$$v_p \approx \frac{6,3 \cdot 10^3}{T^{3/2}} \frac{\nabla P}{H^2}. \quad (74)$$

Если предположить, что P является некоторой малой постоянной частью β магнитного давления $H^2/8\pi$ и что характерное расстояние, связанное с ∇P , равно L , то

$$v_p \approx \frac{1,5 \cdot 10^5}{T^{3/2}} \left(\frac{\beta}{L} \right) \text{ см/сек}. \quad (75)$$

Для $T = 100 \text{ кэВ}$, например, $v_p \approx 150 (\beta/L) \text{ см/сек}$, что соответствует очень малой скорости диффузии, а следовательно, и значительному уменьшению переноса тепла поперек поля.

Саймон²¹ теоретически показал, что при определенных обстоятельствах существенную роль может играть диффузия за счет столкновений между одинаковыми частицами. Однако в этом случае скорость диффузии изменяется как H^{-4} и прямая пропорциональность ее с ∇P отсутствует.

Выражения, приведенные выше, выведены в предположении, что перенос частиц поперек магнитного поля происходит только из-за взаимных столкновений. Однако результаты исследований плазмы дугового разряда, проведенные в радиационной лаборатории Калифорнийского университета несколько лет назад²², как будто указывают на наличие более быстрой диффузии поперек магнитного поля, чем это следует из приведенной выше формулы. Бомом и его сотрудниками постулировано, что ответственными за повышенную скорость дрейфа являются случайные электрические поля, возникающие вследствие турбулентных плазменных колебаний. Бом предложил для скорости диффузии следующую формулу:

$$v_B = 6 \cdot 10^9 T_e \frac{\nabla n}{n} \frac{1}{H} \text{ см/сек}. \quad (76)$$

Температура здесь выражена в кэВ .

Как видно из (76), скорость диффузии прямо пропорциональна электронной температуре и обратно пропорциональна напряженности магнитного поля. Предсказываемые формулой диффузионные потери оказываются гораздо большими, чем те, которые следуют из формулы (74). Соответственно возрастает и поток тепла.

Некоторые неопубликованные экспериментальные работы, выполненные недавно Саймоном и Нейдигом в Национальной лаборатории в Окридже, по-видимому, указывают на то, что бомовский диффузионный механизм если и существует, то он может быть связан лишь с высокой асимметрией плазменной системы. Их работа, выполненная в дуговом разряде с аксиальной симметрией, по-видимому, указывает на наличие зависимости типа $1/H^2$ в согласии с (74). Однако предположение о нетурбулентной плазме может быть далеким от истины для многих случаев, представляющих интерес при исследовании управляемой термоядерной реакции. Примером может служить неустойчивость пинч-эффекта, о которой уже упоминалось.

Сжатие плазмы

Чтобы закончить рассмотрение явлений, происходящих в полностью ионизованной среде, следует рассмотреть явления, связанные со сжатием плазмы. В зависимости от природы сжатия и его временных масштабов плазма может рассматриваться как одно-, двух- или трехмерный газ. Это необычное обстоятельство возникает благодаря тому, что процессы, медленные по сравнению с движениями отдельных частиц, могут быть все еще быстрыми по сравнению со временем релаксации, обусловленным столкновениями плазменных частиц. В этом случае газокINETические степени свободы плазмы становятся между собой не связанными. Если плазма удерживается и адиабатически сжимается только в одном измерении, то энергия, приходящаяся на соответствующую степень свободы, будет возрастать в соответствии с адиабатическим законом для одномерного газа. При сжатии поперек магнитного поля участвуют две степени свободы, поэтому газ ведет себя как двумерный. Вообще для газа с числом степеней свободы f изменение температуры T дается соотношением

$$T_f \sim n^{f-1}. \quad (77)$$

Вообще под T_f следует понимать обобщенную кинетическую температуру, связанную со сжатием. В этом выражении

$$\gamma = \frac{2+f}{f} \quad (78)$$

и n — плотность числа частиц.

Для $f=1$, $\gamma=3$, так что $T_1 \sim n^2$. Этот факт был отмечен Ферми¹⁹ в его теории происхождения космических лучей, где он предполагал, что механизм ускорения заключается в многократном отражении быстрых частиц от двух сближающихся магнитных облаков, находящихся на расстоянии L друг от друга, так что $T_1 \sim \frac{1}{L^2}$.

Если сжатие является двумерным ($f=2$ и $\gamma=2$), то $T_2 \sim W_1 \sim n$. Если сжатие адиабатическое и происходит за промежуток времени больший, чем время релаксации, то $f=3$, $\gamma=5/3$, а $T \sim n^{2/3}$, как в обычном газе.

Существование процессов адиабатического сжатия в плазме, удерживаемой магнитным полем, указывает на их возможную обратимость и, следовательно, создает возможность их использования для извлечения энергии из реагирующей плазмы при расширении против сил магнитного поля. Одним из результатов такого расширения может явиться генерирование электрической энергии во внешних контурах и возможно с большим термодинамическим к. п. д.

В плазме могут происходить также неадиабатические, т. е. необратимые ударно — гидродинамические эффекты. При этом физические условия в значительной степени осложняются присутствием магнитного поля и здесь могут возникнуть явления новых типов. Гофман и Теллер²³ рассмотрели некоторые из них и в последнее время начинают появляться новые статьи, посвященные этому вопросу. Эта отрасль физики плазмы нова и интересна; она имеет отношение к поискам управляемых термоядерных реакций, например к попытке использования кратковременного пинч-эффекта, о котором уже шла речь.

Суммируя, можно сказать, что плазма при термоядерных температурах может быть качественно описана как смесь двух газов, состоящих из заряженных частиц — ионов и электронов. Эти два газа слабо взаимодействуют посредством столкновений (при микроскопическом рассмотрении), но сильно взаимодействуют посредством больших кулоновских сил (при макроскопическом рассмотрении). В зависимости от масштабов, времени и способа использования внешних электромагнитных сил газ может вести себя при процессах сжатия как одно-, двух- или трехмерный идеальный газ. Вследствие высокой эффективной электропроводности плазма проявляет тенденцию к движению, при котором электрические поля, существующие в системе координат, покоящейся относительно плазмы, сводятся к минимуму. Это последнее свойство может быть отождествлено со стремлением плазмы сохранить в процессе движения постоянный магнитный поток, и таким образом локально «приклеиваться» к магнитным силовым линиям. Как следствие этого, имеется тенденция к удержанию мгновенных центров вращения отдельных частиц достаточно разреженной плазмы на поверхности силовых трубок магнитного поля при медленном (но не слишком медленном) изменении поля со временем. Диффузия, возникающая из-за столкновений, стремится разрушить это состояние, так что диамагнетизм плазмы неизбежно является неравновесным явлением. Вдобавок, наличие наведенных дрейфов частиц может привести к разделению зарядов и возникновению электрических полей. Эти дрейфовые эффекты могут быть в свою очередь самоподдерживающимися, так что в отдельных случаях в плазме может проявляться гидромагнитная неустойчивость.

VII. ЗАКОНЫ ПОДОБИЯ; БАЛАНС ЭНЕРГИИ

Даже беглое рассмотрение показывает, что явления ядерного слияния и химического синтеза похожи во многих отношениях. Оба способа получения энергии осуществляются при тесном взаимодействии реагирующих частиц в результате их соединения или перестройки. Оба процесса могут быть самоподдерживающимися лишь при благоприятных физических обстоятельствах; необходимо достижение определенной температуры для возбуждения реакции, наличие минимального количества топлива и обеспечение достаточно низких энергетических потерь в окружающее пространство. Последнее требуется, чтобы предотвратить затухание реакции. Если поднести слишком слабый огонь к камину, то огонь не сможет разгореться; трудно зажечь единственный кусок угля, положив его на плиту. Таким повседневным наблюдениям над химическим синтезом имеются аналогии и в ядерных реакциях слияния. В этой части статьи будут обсуждены некоторые общие законы подобия, которые справедливы для реактора слияния. В их свете видно, что первый успех в создании термоядерной реакции в горячей плазме потребует значительно меньшего искусства, чем последующее создание энергетически выгодной самоподдерживающейся реакции. Успехи попыток получения энергии при слиянии ядерных частиц будут зависеть не только от результатов теоретических разработок. Необходимо также показать, что самоподдерживающийся реактор, построенный на основании предполагаемых принципов, не будет слишком велик или не потребует недостижимых физических условий.

Осуществление выгодного энергетического баланса при работе реактора слияния будет зависеть от соотношения между производимой ядерной энергией и прямыми и косвенными энергетическими потерями. К числу прямых энергетических потерь относится уход излучения или быстрых частиц из области реакции. Косвенные энергетические потери связаны с неэффективной работой аппаратуры, предназначенной для нагревания и удержания плазмы. Непомерно высокие прямые потери приводят к гашению реакции. Интенсивные косвенные потери не позволят осуществить замкнутый цикл, способный производить полезную энергию, даже если реакция будет протекать достаточно эффективно. Последнее похоже на то, что бывает в движущемся автомобиле при обрыве в цепи генератора электрической энергии. Процесс сгорания топлива в цилиндре автомобиля продолжается лишь до тех пор, пока батарея зажигания не разрядится и запальная свеча не прекратит работу.

Законы подобия для энергетического выхода

Чтобы проиллюстрировать соотношения подобия, которые могут быть выведены для реальных систем, рассмотрим упрощенно одну заведомо нереальную схему — стационарный пинч (ч. V). Для этого предположим, что неустойчивость Крускала — Шварцчайльда не существует и что продольные размеры газоразрядного шнура настолько велики, что потерями энергии на электроды можно пренебречь. В случае стационарного процесса может быть найден простой закон подобия для энергетического выхода. Если R — радиус системы в сантиметрах, то мощность, выделяющаяся при термоядерных DD-реакциях на единицу длины столба, определяется соотношением

$$p = \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma v \rangle W \pi R^2. \quad (79)$$

Вспомним, что в соответствии с уравнением (21) давление пропорционально квадрату напряженности магнитного поля, т. е. $n_D \sim H_0^2/T$. Опуская численные множители, получим следующую зависимость p от температуры, радиуса и магнитного поля:

$$p \sim \frac{\langle \sigma v \rangle}{T^2} R^2 H_0^4. \quad (80)$$

Из этого выражения могут быть сделаны некоторые выводы. Во-первых, если бы потери были малы, то наиболее эффективная рабочая температура определялась бы положением максимума функции $\langle \sigma v \rangle/T^2$. Эта функция имеет широкий максимум для DD- и DT-реакции в области 10—15 кэВ. Так как эти температуры выше критической «тормозной» температуры T_c для DT-реакции, но ниже соответствующей величины для DD-реакций (см. ч. IV), то в указанной области температур возможно работать только на одной из них. Во-вторых, сильная зависимость выхода энергии от магнитного поля указывает на преимущество сильных удерживающих полей и, следовательно, вероятную неосуществимость любого управляемого термоядерного устройства, работающего при малых полях. Поскольку (80) было выведено исходя из простого понятия магнитного давления, то следует ожидать, что аналогичные законы подобия, характеризующие работу термоядерных реакторов, могут быть получены и при анализе более сложных примеров магнитного сжатия, чем случай простого пинч-эффекта, рассмотренный в этой статье.

Без детального анализа невозможно написать более полные выражения законов подобия для энергетических потерь. Однако можно сформулировать некоторые закономерности, справедливость которых не зависит существенным образом от выбора конкретного примера.

Прямые потери

Как уже было показано, отношение энергии, уносимой тормозным излучением, к энергии, выделяемой при реакции слияния, не зависит от концентрации частиц и размеров реактора. Следовательно, на этой части баланса энергии не сказывается ни изменение размеров реактора, ни изменение величины магнитного поля (при постоянной температуре). Другой механизм прямых потерь состоит в уходе частиц из системы посредством диффузии. Простейший механизм диффузии характеризуется скоростью переноса, пропорциональной градиенту концентрации. Так, например, оба выражения (74) и (76) для диффузии частиц поперек магнитного поля пропорциональны градиенту плотности, хотя они и по-разному зависят от напряженности магнитного поля.

В качестве простейшего примера рассмотрим систему, продольные размеры которой велики по сравнению с поперечными, и предположим, что при изменении масштабов в радиальном направлении относительное пространственное распределение плазмы сохраняется. В этом случае энергетические потери на единицу длины за счет диффузии в радиальном направлении пропорциональны: а) площади границы плазмы, приходящейся на единицу длины, б) скорости диффузии плазмы, в) концентрации частиц и г) средней энергии частиц, которая в свою очередь пропорциональна кинетической температуре:

$$p_L \sim R v_D n T. \quad (81)$$

Если радиальная диффузия происходит за счет обычных столкновений, то применимо уравнение (74), и следовательно:

$$p_L \sim \frac{n^2}{T^{1/2} H_0^2}. \quad (82)$$

Таким образом, p_L не зависит от радиуса, так как градиент n при подобном изменении масштабов изменяется как n/R . Величина p_L , так же как и p , пропорциональна n^2 , потому что при вычислении как p , так и p_L используется теория бинарных столкновений. Исключая плотность частиц и используя (21), получим:

$$p_L \sim \frac{H_0^2}{T^{5/2}}. \quad (83)$$

Порядок величины отношения энергии, выделяемой при ядерных реакциях, к прямым потерям энергии (без излучения) может быть получен делением p на p_L :

$$\frac{p}{p_L} \sim (\langle \sigma v \rangle T^{1/2}) R^2 H_0^2. \quad (84)$$

Из этой оценки видно, что в случае преобладания прямого ухода частиц из-за диффузии в радиальном направлении для достижения благоприятного энергетического баланса необходимо работать при высоких температурах с системами больших размеров и с сильными магнитными полями.

Косвенные потери

Вычисление косвенных потерь представляет значительно более сложную задачу. При выполнении вычислений необходимо произвести оценку энергетической нагрузки каждого элемента термоядерного реактора, а также оценить величину непосредственных потерь, как, например, джоулева нагревания проводников (как плазменных, так и металлических). В случае замкнутого цикла, когда часть электрической энергии расходуется и на иницирование и на поддержание термоядерной реакции, важным фактором может оказаться коэффициент полезного действия превращения тепловой энергии реакции слияния в электрическую энергию.

Один из законов подобия, который должен быть справедлив для любой схемы магнитного удержания, относится к величине мощности, требуемой для поддержания магнитного поля. Если через проводник (плазменный пинч или наружный проводник, при других методах магнитного удержания) протекает ток с плотностью j , то мощность, выделяемая в единице объема проводника, равна $\rho_0 \cdot j^2$, где ρ_0 — удельное сопротивление. Магнитное поле, созданное любой системой проводников, пропорционально плотности тока, умноженной на линейные размеры системы. Для простоты рассмотрим цилиндрическую систему, длина которой велика по сравнению с ее диаметром. Напишем масштабное соотношение для магнитного поля, созданного системой проводников:

$$H_0 \sim j \cdot R_c, \quad (85)$$

где R_c — радиус токопроводящей системы. Тогда

$$H_0^2 \sim j^2 R_c^2. \quad (86)$$

Но полное джоулево тепло, выделяемое на единице длины системы, равно теплу, выделяемому в единице объема $\rho_0 j^2$, умноженному на объем, приходящийся на единицу длины системы, т. е.

$$p_j \sim \rho_0 j^2 R_c^2 \sim \rho_0 H_0^2,$$

что не зависит от диаметра системы. Таким образом, для отношения p/p_j получаем (считая $R_c \sim R$):

$$\frac{p}{p_j} \sim \left(\frac{\langle \sigma v \rangle}{T^2} \right) \frac{1}{\rho_0} R^2 H_0^2. \quad (87)$$

Здесь, как и в случае конкуренции между энерговыделением за счет ядерных реакций и прямыми потерями из-за диффузии частиц, баланс энергии становится более благоприятным при увеличении радиуса системы и при применении магнитных полей большой напряженности.

Интересно отметить, что в тех случаях, когда объемные джоулевы потери являются ограничивающим фактором при проектировании катушек, создающих магнитное поле, уравнение (85) показывает, что большие магнитные поля легче получить в системах, обладающих большим диаметром.

Другие масштабные факторы

Чтобы закончить обсуждение законов подобия, необходимо упомянуть о проблемах излучения и выбора материалов. Как уже было замечено, теплоотдача и другие проблемы должны налагать ограничение на практически достижимую плотность энерговыделения в термоядерных реакторах. Как ни привлекательно фантазировать о конструкции компактного термоядерного реактора размером в настольный телефонный аппарат, но ограничения, накладываемые свойствами материалов на удельную мощность, являются уже сами по себе серьезным препятствием при его построении. Кроме того, все виды ядерного синтезного топлива, представляющие в настоящее время интерес, приводят к реакциям, сопровождающимся испусканием нейтронов. Поэтому при построении термоядерного реактора, выделяющего заметное количество энергии, необходимо применять защиту, толщина которой должна измеряться метрами. Это приводит к тому, что фантастический миниатюрный реактор оказывается мало привлекательным в экономическом отношении даже в том случае, если бы он был технически осуществим.

Другим очевидным важным фактором, определяющим возможность получения благоприятного энергетического баланса, является выбор реакторного топлива. Имеет смысл рассматривать лишь DD- и DT-реакции. DT-реакции, как видно из (1), обладают значительно большим сечением, чем DD. Полная энергия, выделяющаяся при каждой отдельной реакции, здесь также значи-

тельно выше. Однако среди различных факторов, которые должны быть приняты в расчет при сравнении преимуществ использования DD и DT в качестве первичного топлива, необходимо учитывать, что основная доля энергии, выделяемой при реакции DT, переходит в кинетическую энергию нейтронов. В то же время в случае DD-реакции значительная часть выделяемой энергии сообщается заряженным частицам и может быть возвращена в реактор путем непосредственного превращения энергии частиц в электрическую за счет их взаимодействия с удерживающими полями.

VIII. БЕСПЛОДНЫЕ ПОПЫТКИ

Исследования управляемых термоядерных реакций предъявляют необычайно противоречивые требования к физикам. С одной стороны, требуется большая изобретательность при формулировке качественных идей нагревания и удержания плазмы, с другой стороны, отсутствие придирчивой критики к количественной стороне проблемы может привести к тому, что самые остроумные планы окажутся в дальнейшем полностью бессмысленными. Для иллюстрации приведем несколько бесплодных проектов осуществления управляемой термоядерной реакции. Часто бывает рискованно пытаться доказывать общие теоремы о невозможности проведения определенных экспериментов. Впрочем, зная о существовании первого и второго начала термодинамики, лишь немногие физики наших дней отваживаются строить вечный двигатель. (Будем надеяться, что создание практически пригодного термоядерного реактора не относится к категории таких попыток!)

Теорема Ирншоу. («Электрическое удержание»)

Топливо термоядерного реактора состоит из заряженных частиц, а на заряженные частицы действует электростатическое поле. Поэтому естественно предположить, что термоядерный реактор следует создавать в виде системы электродов, создающих электростатическую ловушку для плазмы. Электростатическое поле при этом должно обеспечивать отсутствие контакта между плазмой и материалом электродов.

Предложение об использовании электростатического поля отпадает по двум причинам качественного характера и одной количественной. Во-первых, теорема Ирншоу, сформулированная в классической электростатике, показывает, что не существует состояния равновесия даже для одной заряженной частицы, находящейся в поле произвольно расположенных заряженных проводников. Во-вторых, электростатическое поле, являющееся потенциальной ямой для зарядов одного знака, служит потенциальным «холмом» для частиц другого знака. Третья причина связана с величиной «давления», которое может оказывать электрическое поле. Как и в случае магнитного поля, достижимое давление ограничивается плотностью энергии, которая для электрического поля равна $E^2/8\pi$ эрг/см³. Воспользуемся снова примером, в котором рассматривается плазма с плотностью в $6 \cdot 10^{15}$ частиц/см³, температурой 100 кэВ. В этом случае поле E , необходимое для удержания частиц, составляет $4,8 \cdot 10^7$ в/см. Это значение поля является гигантским, а так как электростатическое давление пропорционально квадрату поля, то не приходится возлагать больших надежд на применимость этого метода во всех случаях, представляющих какой бы то ни было практический интерес, даже если бы не существовало первых двух возражений.

Бомбардировка мишени

Как уже было отмечено ранее, ядерные реакции слияния легко могут быть осуществлены в лабораторных условиях путем бомбардировки дейтерированной мишени пучком дейтронов, обладающих большой энергией. Однако этот способ не является перспективным из-за малой величины энергетического выхода,

приходящегося на один падающий дейтон. Основная часть энергии падающей частицы бесполезно тратится при этом на ионизацию атомов мишени и затем излучается при захвате электронов на орбиты атомов, или при протекании других аналогичных процессов. Часто предлагают улучшение метода непосредственной бомбардировки, состоящее в использовании в качестве бомбардируемой мишени обычной плазмы для исключения ионизационных потерь. Эта идея проходит при качественном рассмотрении, но отпадает при количественном. Во-первых, плазма обычного газового разряда ионизована не полностью и ионизационные потери вместе с другими потерями будут превосходить энергию, выделяемую при реакции. Во-вторых, электронная температура в большинстве таких разрядов имеет порядок $0,01$ кэв; она обычно устанавливается на этом уровне за счет процессов, происходящих на границах плазмы. Выражение (50) показывает, что среднее время, в течение которого энергия падающего «горячего» иона будет потеряна за счет столкновений с «холодными» электронами, составляет примерно $10^9/n$ сек. Таким образом, если, например, $n = 10^{15}$, то «время потери энергии» ионом порядка 10^{-6} сек., что значительно меньше среднего времени пробега дейтона до столкновения, приводящего при указанных плотностях к ядерной реакции. Рассматриваемая идея становится более привлекательной, если использовать плазму, обладающую более высокой температурой электронов. Однако в этом случае возникают те же трудности, что и при попытке создания горячей плазмы, в которой происходят термоядерные реакции. Если проблема создания такой плазмы будет решена, то сразу же отпадает необходимость рассмотрения возможностей получения энергетического выхода от реакций слияния, происходящих при бомбардировке мишени ионным пучком.

Столкновение пучков

Другим вариантом, относящимся к тому же кругу идей, является предложение, по которому реакции должны осуществляться с помощью двух направленных навстречу друг другу ионных пучков. Достоинство этого предложения состоит в том, что проблему достижения достаточно высоких энергий можно считать решенной причем хотя бы на время устраняется возможность взаимодействия сфокусированного пучка со стенками. Этот проект оказывается несостоятельным при количественном его рассмотрении. Весьма интенсивный ионный пучок обладает плотностью тока примерно в $0,1$ а/см². Плотность ионов в таких пучках легко вычислить делением числа зарядов, проходящих за 1 сек. через поперечное сечение в 1 см², на их скорость. Для дейтонов с энергией 100 кэв при указанной плотности тока получается плотность числа частиц, равная $2 \cdot 10^9$ см⁻³. Уравнение (10) ч. III дает тогда для удельной мощности, выделяемой в этом случае, значение $4 \cdot 10^{-11}$ вт/см³!

Можно было бы привести еще много других аналогичных примеров. Все они показывают, что при обсуждении любых проектов осуществления управляемых реакций слияния легких ядер необычайно важную роль играет одновременное выполнение двух критериев: качественной возможности и количественной пригодности рассматриваемого проекта.

IX. ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ

Экспериментатор, предпринимающий систематическое изучение явлений, протекающих внутри горячей плазмы, сталкивается с мучительными затруднениями при попытках выполнить необходимые измерения. Если экспериментатор изучает, скажем, свойства твердого кварца, то он прежде всего обратится за кварцем к поставщику химкалий. Затем он должен будет продумать соответствующую экспериментальную процедуру исследования и воспользо-

ваться при выполнении опытов хорошо известной экспериментальной техникой. Он, возможно, применит оптические и электрические измерения, а может быть, и акустические методы. Переноса кусок кварца из одной экспериментальной установки в другую, он соберет необходимые данные, на основе которых можно будет затем составить точную картину свойства изучаемого вещества.

Полную противоположность этому представляет работа физика в области управляемых термоядерных реакций. Во-первых, он встретит здесь большие трудности при попытке получения от поставщика некоторого количества горячей плазмы. Вещество, которое экспериментатор изучает, он должен сам приготовить в ходе эксперимента. Во-вторых, экспериментатор убеждается, что чем ближе он подходит к конечному результату, тем все более ограниченным становится число экспериментальных методов, которыми он может воспользоваться в процессе исследования. Лучшим из методов является регистрация нейтронов, возникающих при процессах слияния. Однако хотя этот метод и удобен, он может привести к ложным результатам, так как реакции слияния, приводящие к появлению нейтронов, могут быть не термоядерного происхождения, а вызваны совершенно иными побочными процессами²⁵. Это обстоятельство заставляет предъявлять повышенные требования к наблюдениям. Недостаток места не позволяет провести здесь подробное обсуждение всех экспериментальных методов. Однако для иллюстрации возможных путей экспериментального подхода некоторые из них будут кратко разобраны.

Здесь рассматриваются следующие методы измерений: 1) оптические или спектроскопические, 2) методы, основанные на электромагнитных взаимодействиях, 3) методы экспериментальной ядерной физики.

Спектроскопические измерения²⁸

Проблема управляемой реакции слияния является, быть может, наиболее прямым потомком астрофизической науки. Поэтому естественно, что астрофизическая техника измерений применима и при изучении управляемых реакций слияния. До появления радиоастрономии оптические измерения являлись одним из немногих методов, пригодных для получения астрофизических данных. Плазма в успешно работающем реакторе слияния является полностью ионизованной. Поэтому свет, испускаемый при атомных процессах, должен обладать ничтожной интенсивностью. Может оказаться поэтому, что спектроскопические измерения станут вспомогательными на более поздних стадиях исследования термоядерных реакций, но в начальных стадиях, когда температуры далеки от термоядерных и полная ионизация еще не достигнута, спектроскопические измерения могут дать очень полезную информацию. Данные о чистоте и составе плазмы могут быть получены путем изучения эмиссионных спектров.

Изучение уширения отдельных спектральных линий дает информацию о плотности плазмы и ее температуре. Прохождение ионов в плазме вблизи друг друга вызывает появление локальных электрических полей, которые в свою очередь приводят к флуктуационному шарковскому расширению²⁴, величина которого связана с плотностью плазмы. Кроме того, спектральные линии излучения иона, движущегося относительно наблюдателя, благодаря эффекту Доплера оказываются смещенными. Если свет поступает от большого числа таких ионов и направление их движения случайно, то возникает дополнительное уширение спектральных линий. При этом контур спектральной линии отличается от контура, соответствующего шарковскому уширению. Из анализа контура линии может быть определена температура ионов. Упорядоченное или сильное турбулентное движение плазмы может также вызвать

доплеровское уширение. Таким образом, необходимо проявить особое внимание при интерпретации такого рода спектроскопических данных, особенно в связи с тем, что излучающие атомы могут принадлежать к непредставительной части плазмы.

Электромагнитные измерения. Микроволновая техника

Изучение электромагнитных явлений, возникающих в плазме, является, вероятно, наиболее важным видом экспериментальных исследований плазмы. Некоторые из этих исследований возникли в старой области физики газового разряда, которой исследователи термоядерных реакций многим обязаны. Электромагнитные измерения, используемые при изучении явлений газового разряда, отличаются, особенно в последние годы, высоким уровнем экспериментальной техники. Следует отметить блестящие экспериментальные и теоретические работы Эллиса и Брауна и их сотрудников в Массачусетском технологическом институте. В этих работах при анализе разрядов, интересных для термоядерных исследований, использовалась микроволновая техника. Свойства плазмы определялись по расстройке полых резонаторов, содержащих газоразрядную плазму. Такой эффект расстройки можно объяснить наиболее просто в терминах диэлектрической постоянной плазмы, понятие о которой было дано ранее (см. (25)):

$$K = 1 - \frac{4\pi ne^2}{m\omega^2} = 1 - \frac{f_p^2}{f^2} = 1 - 8,1 \cdot 10^7 \frac{n}{f^2}. \quad (88)$$

Поскольку группа Массачусетского технологического института сочла наиболее удобным использовать полости, работающие при длине волны, равной 10 см ($f = 3000$ мГц), то, как видно из формулы (88), в большинстве их измерений концентрация электронов не должна была превышать 10^{11} частиц/см³. Большие размеры экспериментальной камеры потребовали бы еще более низких рабочих плотностей.

Из-за ограничений, налагаемых размерами и плотностью, микроволновая техника не всегда может быть применена в исследованиях по управляемым термоядерным реакциям. Однако можно воспользоваться специальной микроволновой техникой. Использование техники миллиметровых волн приводит к увеличению значений концентраций, при которых K становится отрицательным (и, следовательно, корень из K мнимым). Создание микроволнового интерферометра, в котором протяженный путь сквозь плазму является одним из плечей интерферометра, может позволить выполнить измерения электронной плотности в зависимости от времени или других переменных. Состояние техники миллиметровых волн не позволяет еще перекрыть весь спектр плотностей плазмы, которые могут быть интересны при этих исследованиях. Однако уже теперь ее применение позволяет получить много полезных сведений.

Электромагнитные измерения²⁷. Индукционные эффекты и зонды

Уже было отмечено, что плазма обладает свойством, которое может быть названо диамагнетизмом и что высокая электрическая проводимость плазмы может привести к «вмораживанию» в нее магнитных силовых линий. По этой причине присутствие в системе удерживаемой плазмы и наличие в ней внутренних электрических токов может значительно изменить картину магнитного поля вблизи плазмы. Движение плазмы может навести во внешней цепи разрядного контура электродвижущую силу, результаты измерения которой могут быть использованы для получения сведений о движении плазмы, о возможной ее плотности и температуре. Например, в случае пинч-эффекта

изменение радиуса шнура должно привести к появлению электродвижущей силы во внешней цепи.

Рассмотрим шнуровой разряд, изображенный на рис. 6. Разность потенциалов между его концами измеряется суммой индуктивного и омического падения напряжения

$$V = RI + \frac{d}{dt}(LI). \quad (89)$$

Если предположить, что омическое сопротивление мало, то

$$V = \frac{d}{dt}(LI) = L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt}. \quad (90)$$

V , I и $\frac{dI}{dt}$ могут быть измерены приборами, расположенными вне плазмы. Из этого уравнения индуктивность L может быть определена как функция времени. В этом случае геометрия известна, поэтому известна и зависимость L от радиуса шнура разряда (имеется в виду протекание тока по поверхности шнура). Таким образом, измерение величин тока и напряжения позволяет определить поведение шнура разряда во времени. Более детальная информация о сжатии может быть получена при подходящем размещении измерительных катушек в области поля, создаваемого при протекании тока по шнуру разряда.

Информация об электростатическом поле, окружающем плазму, может иногда основываться на использовании электрических зондов, подобных тем, которые применяются в классической физике газового разряда. Однако ситуация здесь не столь ясна, а необходимость минимума физического контакта между удерживаемой плазмой и зондом делает эту методику ограничено применимой.

Ядерные измерения

Измерение интенсивности нейтронного излучения, возникающего при протекании в плазме реакции слияния, является, несомненно, удовлетворительным путем, приводящим к выяснению условий поведения плазмы. При надлежащих обстоятельствах такие измерения могут дать информацию о температуре плазмы, ее абсолютной плотности и пространственном распределении. Если плазма состоит из ионизованного дейтерия и ее температура несколько ниже 10 кэВ , то зависимость выхода реакции от температуры может быть использована для измерения температуры плазмы. Явно выраженная пропорциональность выхода нейтронов квадрату плотности плазмы должна соответствовать термоядерному источнику нейтронов, в то время как линейная зависимость от плотности должна, вероятно, указывать на возникновение нейтронов в результате бомбардировки мишени. В эти и другие ловушки может попасть экспериментатор при попытках легкомысленного толкования закономерностей нейтронного излучения в ходе исследований по управляемым термоядерным реакциям. Например, в некоторых случаях ускорение ионов может быть вызвано различного рода электрическими полями^{25, 30}. Получающиеся при этом нейтроны будут не термоядерного происхождения.

Изучение состояния плазмы, определение ее свойств составляет один из наиболее важных, требующих особого внимания, аспектов осуществления управляемой термоядерной реакции. К сожалению, трудности, связанные с подобного рода измерениями, особенно велики на начальной стадии исследования.

Х. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Настоящая статья является попыткой представить физическую картину и практические проблемы, возникающие в ходе исследований, развитие которых в настоящее время еще находится в «младенческом возрасте». Цель статьи состоит не в том, чтобы поразить читателя сложностью проблемы и

трудностями, возникающими при выполнении исследований в области реакции слияния атомных ядер, а скорее в том, чтобы собрать в одном месте наиболее важные из полученных фактов. Необходимо привлечь к этой проблеме многих ученых, так как успех в этом деле будет величайшим успехом. Большинство физиков, активно участвующих в исследованиях по термоядерным реакциям в США, твердо уверено, что все научные и технические проблемы контролируемых реакций слияния будут решены, возможно, даже в течение ближайших нескольких лет. В США изучается несколько различных новых подходов к проблеме, включая как импульсные, так и стационарные процессы. Несомненно, что аналогичные исследования проводятся и в других странах мира.

В поисках решения этой проблемы возникают новые и плодотворные области экспериментальной и теоретической физики. Можно надеяться, что полное понимание физики высокотемпературной плазмы и законов ее взаимодействия с электромагнитными полями приведет не только к созданию управляемого термоядерного реактора, но также повысит уровень наших знаний о природе. Возникнут новые и важные приложения этой отрасли знания к другим областям науки и техники.

Разумеется, мало вероятно, что первый успех в осуществлении самоподдерживающейся контролируемой реакции приведет в ближайшем будущем к созданию экономически выгодного реактора. Однако в термоядерных реакциях заключены новые возможности, они допускают непосредственное превращение ядерной энергии в электрическую, используя при этом дешевое безопасное топливо, запасы которого практически неисчислимы. Эти возможности, несомненно, когда-нибудь сыграют решающую роль в формировании грядущего мира.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. C. Putnam, *Energy in the Future* (D. van Nostrand Company, Inc., New York, 1953).
2. Arnold, Phillips, Sawyer, Stovall and Tuck, *Phys. Rev.* **93**, 483 (1954).
3. W. Heitler, *Quantum Theory of Radiation* (Oxford) University Press, New York (1954), third edition.
4. W. H. Bennett, *Phys. Rev.* **45**, 890 (1934).
5. L. Tonks, *Trans. Electrochem. Soc.* **72**, 167 (1937).
6. L. Tonks and W. Allis, *Phys. Rev.* **56**, 360 (1939).
7. A. A. Ware, *Trans. Roy. Soc. A243*, 863 (1951).
8. S. W. Cousins and A. A. Ware, *Proc. Phys. Soc. (London)* **A64**, 159 (1951).
9. *Nucleonics* (Decembre, 1955), стр. 23. Обсуждается программа исследований по управляемым реакциям слияния, проводимая в Лос-Аламосе под руководством Така, и сообщается об исследованиях свойств пинч-эффекта.
10. *Nucleonics* (February, 1956), стр. 42. Дается обзор рассекреченных работ по пинч-эффекту, выполненных у Тафтса и в университете в Южной Калифорнии.
11. L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases* (Interscience Publishers, Inc., New York, 1956).
12. H. Alfven, *Cosmical Electrodynamics* (Oxford University Press, New York, 1950).
13. M. Kruskal and M. Schwarzschild, *Proc. Soc. (London)* **A 223**, 348 (1954).
14. L. Landau, *J. Phys. USSR* **10**, 25 (1946).
15. D. Bohm and E. P. Cross, *Rhys. Rev.* **75**, 1851 and 1864 (1949).
16. D. Gabor, *Proc. Roy. Soc. (London)* **213**, 73 (1952).
17. N. F. Mott and H. S. W. Massey, *Theory of Atomic Collisions* (Oxford University Press, New York, 1949).
18. S. Chandrasekhar, *Principles of Stellar Dynamics* (University of Chicago Press, Chicago, 1942).
19. E. Fermi, *Astrophys. J.* **119** (1954).
20. G. Hellwig, *Zeits Naturforsch.* **10a**, 508 (1955).
21. A. Simon, *Phys. Rev.* **100**, 1551 (1955).

22. A. Guthrie and R. K. Wakerling, *The Characteristics of Electric Discharges* (McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1949).
23. F. de Hoffmann and E. Teller, *Phys. Rev.* **80**, 692 (1950).
24. J. Holtsmark, *Physik Zeits*, **25**, 73 (1924).

Некоторые работы советских физиков, выполненные в связи с разработкой управляемых термоядерных реакций

25. Л. А. Арцимович, А. М. Андрианов, Е. И. Доброхотов, С. Ю. Лукьянов, И. М. Подгорный, В. И. Сеницын, Н. В. Филиппов, *Атомная энергия*, № 3, стр. 84 (1956).
26. М. А. Леонтович, С. М. Осовец, *Атомная энергия*, № 3, стр. 81 (1956).
27. Л. А. Арцимович, А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, Н. В. Филиппов, *Атомная энергия*, № 3, стр. 76 (1956).
28. С. Ю. Лукьянов, В. И. Сеницын, *Атомная энергия*, № 3, стр. 88 (1956).
29. С. Ю. Лукьянов, И. М. Подгорный, *Атомная энергия*, № 3, стр. 97 (1956).
30. А. Л. Безбатченко, И. Н. Головин, Д. П. Иванов, В. Д. Кириллов, Н. А. Явлинский, *Атомная энергия*, № 5, стр. 26 (1956).
31. В. Д. Шафранов, *Атомная энергия*, № 5, стр. 38 (1956).

Обзоры

32. И. В. Курчатов, *УФН* **LIX**, 603 (1956).
 33. E. Teller, *Nucl. Scien. Engin.* **1**, 253 (1956).
 34. Л. А. Арцимович и С. Ю. Лукьянов, *Природа*, № 1, стр. 18 (1957).
-