

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ОБЩИЕ ПРОБЛЕМЫ УПРАВЛЯЕМОЙ  
ТЕРМОЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ \*)****Э. Теллер**

Почти вся доступная нам энергия в конечном счете происходит от Солнца. Солнце в свою очередь производит энергию за счет термоядерных реакций, протекающих при чрезвычайно высоких температурах, господствующих внутри него, аналогично тому, как это происходит в лабораторных термоядерных процессах при гораздо более низких температурах. Если бы нам удалось осуществить управляемое освобождение термоядерной энергии, то мы могли бы воспроизвести нечто сходное с процессами, идущими на Солнце. Одновременно была бы удовлетворена потребность нашей промышленности в энергии не на ближайшие годы, а так надолго, как это можно только себе представить.

Достигнутое уже неуправляемое освобождение термоядерной энергии позволяет надеяться, что мы стоим на пороге этих достижений. И это действительно так, если только измерять время десятилетиями или даже столетиями. Люди нетерпеливые, задающие вопрос, что произойдет в будущем году, и скептики, желающие знать, что нами уже достигнуто, должны удовлетвориться тем, что пройдена часть пути. Мы шагнули достаточно далеко, чтобы встретиться с реальными трудностями, но в то же время настолько далеко, что питаем некоторую надежду на успех. Попытаемся в общих чертах рассмотреть круг вопросов, с которыми мы сейчас сталкиваемся.

**ПРОИЗВОДСТВО ЭНЕРГИИ В ЗВЕЗДАХ**

Уже около 30 лет известно, что источником большей части энергии, вырабатываемой почти всеми звездами, можно считать ядерные реакции. Эти реакции представляют интерес не только как источники энергии; в них также рождаются, по крайней мере, самые легкие элементы. Нам нет надобности рассматривать каждую реакцию в отдельности, поскольку они имеют малое отношение к процессам, которые будут происходить в наземной термоядерной установке.

Для этих реакций — как внутри звезд, так и в любой машине, которая может быть сделана руками человека — общей является зависимость от плотности и, в особенности, от температуры. Большинство внутризвездных и все предложенные до сих пор лабораторные реакции основываются на столкновениях между двумя частицами. Поэтому энергия, выделенная в единице объема, должна быть пропорциональна квадрату плотности ядер, участвующих в реакции.

Все представляющие интерес реакции протекают при таких температурах, когда средняя энергия сталкивающихся частиц недостаточна для преодоления кулоновского отталкивания между ними. Однако ядра могут приходить в

---

\*) Лекция, прочитанная на 2-й конференции Американского ядерного общества 8 июня 1956 г. Nuclear Science and Engineering 1, 313 (1956). Перевод А. П. Гришина.

соприкосновение и реагировать по двум причинам. Во-первых, даже если существует потенциальный барьер, препятствующий соприкосновению частиц, контакт тем не менее возможен (хотя и маловероятен) благодаря квантовомеханическому «туннельному эффекту». Вероятность контакта и следующей за ним реакции пропорциональна гамовскому коэффициенту прозрачности барьера:

$$\exp \{ -2\pi Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v \}, \quad (1)$$

где  $Z_1 e$  и  $Z_2 e$  — заряды сталкивающихся частиц,  $v$  — их относительная скорость, а  $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ . Во-вторых, если частицы имеют максвелловское распределение по скоростям, то вероятность встретить частицу с чрезвычайно большой скоростью пропорциональна

$$\exp \{ -Mv^2 / 2kT \}, \quad (2)$$

где  $M$  — приведенная масса сталкивающихся частиц,  $M = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ ,  $T$  — абсолютная температура, а  $k$  — постоянная Больцмана. Мы ограничились в выражениях (1) и (2) наиболее важными, экспоненциальными множителями.

Вероятность реакции между двумя ядрами будет пропорциональна произведению этих двух множителей. Полученное выражение следует проинтегрировать по всем возможным значениям относительной скорости  $v$ . Можно оценить результат, если подставить в произведение (1) и (2) то значение  $v$ , при котором абсолютная величина показателя степени имеет минимум, так как наибольший вклад в интеграл дают значения  $v$ , близкие к этому значению. Минимум достигается при

$$v = \left( \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2 kT}{M\hbar} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Заметим, что соответствующая кинетическая энергия равна:

$$\frac{Mv^2}{2} = \bar{E}^{1/2} (kT)^{3/2}, \quad (4)$$

где

$$\bar{E} = \frac{\pi^2 Z_1^2 Z_2^2 M e^4}{2\hbar^2} \simeq \frac{1}{4} Z_1 Z_2 \frac{M}{M_p} \text{ Мэв},$$

а  $M_p$  — масса протона.

В качестве примера рассмотрим столкновение двух протонов. Такие столкновения происходят внутри Солнца и могут приводить к  $\beta$ -излучению и образованию дейтрона. В этом случае  $M/M_p = 1/2$  и  $\bar{E} = 125 \text{ кэв}$ . Тепловая энергия  $kT$  в центре Солнца равна приблизительно  $2 \text{ кэв}$ . Средняя энергия, при которой происходит реакция, согласно (4), должна быть  $8 \text{ кэв}$ , что заметно выше энергии теплового движения.

После подстановки в произведение (1) и (2) наиболее вероятной скорости частиц (3), при которой идет реакция, выражение для скорости термоядерной реакции принимает следующий вид:

$$\exp \{ -3/2 (4\pi^2 Z_1^2 Z_2^2 e^4 / M\hbar^2 kT)^{1/2} \}. \quad (5)$$

Эта формула выражает только наиболее сильную, экспоненциальную зависимость скорости реакции от температуры, или, точнее, от  $(kT)^{-1/2}$ . Нетрудно оценить истинную скорость реакции, если вспомнить, что при очень высоких температурах, когда (5) приближается к единице, следует помножить тепловые скорости на эффективные сечения, характерные для рассмат-

риваемой ядерной реакции. В литературе имеются более точные формулы<sup>2, 3</sup>, но для общей ориентировки достаточно приведенных утверждений.

Внутри Солнца и звезд вещество имеет температуру в несколько тысяч эв и самую разнообразную плотность, часто весьма высокую. В центре Солнца плотность вещества приблизительно в сто раз больше плотности воды. В таких крайних условиях вещество в звездах может находиться только благодаря их большей массе. Весь секрет космических термоядерных установок — в наличии мощной и тяжелой оболочки. В лабораторных условиях мы располагаем такими же, как на звездах, и даже лучшими видами топлива, только мы не в состоянии утрамбовать его как следует, не обжигаясь.

### ВЫХОД И ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ПРИ ВЫСОКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Из выражения (5) видно, что мы не можем рассчитывать на получение полезной термоядерной энергии, пока не будет достигнута температура по крайней мере в несколько кэв. При такой температуре все материалы очень интенсивно испускают свет. В установках, сделанных руками человека, при тех давлениях и объемах, о которых может идти речь, излучение будет мгновенно покидать систему, не имея никаких шансов поглотиться вновь. В проектировании термоядерной установки одним из главных соображений является равновесие между энергией, произведенной в ядерной реакции, и энергией, потраченной на излучение.

На энергетический баланс влияет далее то обстоятельство, что излучают почти исключительно одни электроны, тогда как энергия, выделяемая в ядерной реакции, сначала появляется в виде кинетической энергии ядерных осколков. Переход же энергии от тяжелых частиц к легким происходит довольно медленно. Если эту энергию несет нейтрон, то он вообще покидает область, где идет реакция, не успевая отдать своей энергии.

В дальнейшем мы в упрощенном виде рассмотрим как процесс излучения, так и процесс передачи энергии от ядер к электронам.

Вначале отметим, что любой интересующий нас процесс осуществляется путем соударения двух частиц. Ядерные реакции происходят, когда сталкиваются два ядра. Излучение возможно, если электрон отклоняется вблизи ядра. Наконец, и для обмена энергией между ядрами и электронами, разумеется, необходимо их столкновение. Поэтому все относящиеся к делу процессы одинаково зависят от плотности реагирующего газа. Можно, таким образом, использовать сильно разреженный газ, в котором необходимость поддержания высокой температуры не вызовет чрезмерно высоких давлений. Относительный вклад различных процессов будет один и тот же для всех давлений.

Энергия, излучаемая электроном в единицу времени, приблизительно равна:

$$\frac{e^2}{c^3} \ddot{x}^2, \quad (6)$$

где  $c$  — скорость света, а  $\ddot{x}$  — ускорение электрона.

Множитель  $2/3$  в (6) опущен. Было бы трудно в нашем качественном рассмотрении удерживать все численные коэффициенты. Действительно, пренебрежение ими приводит к результату, который мало отличается от точного выражения<sup>3</sup>.

Ускорение электрона, находящегося на расстоянии  $r$  от ядра с зарядом  $Ze$ , равно  $Ze^2/mr^2$  ( $m$  — масса электрона), и для излученной энергии получается выражение

$$\frac{Z^2 e^6}{m^2 c^3 r^4}. \quad (7)$$

Проинтегрировать по пространству можно, умножая (7) на  $r^2 dr$  и взяв интеграл

$$\frac{Z^2 e^6}{m^2 c^3} \int \frac{dr}{r^2}. \quad (8)$$

Это выражение пропорционально разности  $r^{-1}$ , взятых на пределах интегрирования. При  $r \rightarrow \infty$  интеграл равен нулю, при  $r \rightarrow 0$  он расходится. Таким образом, практически все излучение происходит, когда электрон находится очень близко к ядру.

На самом деле нет необходимости рассматривать произвольно малые расстояния. Если речь идет об электронах, имеющих скорость  $v_{эл}$ , то для них принцип неопределенности запрещает локализацию с большей точностью, чем  $\hbar/mv_{эл}$ . Можно воспользоваться этим расстоянием в качестве наименьшего действительного расстояния и переписать (8) в виде

$$\frac{Z^2 e^6 v_{эл}}{m c^3 \hbar}. \quad (9)$$

Окончательно получаем, выражая скорость электрона через энергию теплового движения,  $v_{эл} \sim \sqrt{kT/m}$ :

$$\frac{Z^2 e^6 (kT)^{1/2}}{m^{3/2} c^3 \hbar}. \quad (10)$$

Это — энергия, излученная электроном в поле одного ядра с зарядом  $Ze$ . Если на  $1 \text{ см}^3$  приходится  $n$  электронов и  $N$  ядер, то энергия, излученная единицей объема в единицу времени, получается из (10) умножением на  $nN$ . Последнее может быть записано в форме, ясно показывающей размерности и порядок величины. Введем энергию покоя электрона  $E_0 = mc^2 = 0,5 \text{ Мэв}$  и классический радиус электрона  $r_0 = e^2/E_0$ . Тогда выражение для энергии, излученной единицей объема в единицу времени, принимает такой вид:

$$nNZ^2 r_0^3 (E_0^3 kT)^{1/2} / \hbar. \quad (11)$$

В успешно работающей термоядерной установке энергия, выделяемая в ядерных реакциях и сообщаемая реагирующему газу, должна быть по крайней мере равна излучаемой энергии, которая приблизительно дается выражением (11). Если это условие не выполнено, температура газа упадет и реакция быстро прекратится.

При сравнении выделенной энергии, пропорциональной (5), с потерями на излучение, равными приблизительно (11), следует обратить особое внимание на температуру  $T$ , фигурирующую в обеих формулах. В (5) надо подставлять температуру реагирующих ядер, а в (11) — температуру электронов. В условиях сильно разреженного газа, в которых должна работать термоядерная установка, между отдельными типами частиц не обязательно устанавливается распределение Максвелла. Обмен энергией между ядрами и электронами происходит крайне медленно, и температура электронов может заметно отличаться от температуры ядер.

Ранее мы видели, что осколки ядер уносят выделяемую в ядерной реакции энергию и затем передают ее электронам. В действительности во всех практических случаях электроны движутся быстрее ядерных осколков. Следовательно, возникает вопрос о передаче энергии от медленно движущегося тела к быстро движущемуся. Оказывается, что этот процесс маловероятен и протекает медленно. Попытаемся найти грубое приближение для этого процесса двумя ступенями. Вначале подсчитаем количество энергии, передаваемой от электронов к покоящимся ядрам, а затем рассмотрим, как влияет на этот

переход движение ядер. Наконец, примем, что в состоянии термодинамического равновесия ни в одном из направлений не происходит передачи энергии. Отсюда можно будет получить величину энергии, передаваемой от ядер к электронам.

Потери энергии электронов можно подсчитать способом, который применил Бор при вычислении торможения  $\alpha$ -частиц. Рассмотрим движение электрона со скоростью  $v_{эл}$  вблизи ядра, имеющего заряд  $Ze$  и массу  $M_1$ . Наименьшее расстояние, на которое электрон подходит к ядру, обозначим через  $r$ . Приблизительную величину импульса, отданного электроном ядру, можно получить, перемножая наибольшую силу взаимодействия  $Ze^2/r^2$  и время взаимодействия  $r/v_{эл}$ . Величину кинетической энергии, передаваемой ядру в результате соударения, можно оценить, если импульс возвести в квадрат и поделить на массу ядра  $M_1$ . Значение этой кинетической энергии таково:

$$\frac{Z^2 e^4}{M_1 r^2 v_{эл}^2} \quad (12)$$

Чтобы получить дифференциальное сечение для соударений с минимальным расстоянием сближения, лежащим в пределах между  $r$  и  $r + dr$ , надо помножить (12) на  $r dr$ . Интегрирование по  $r$  дает  $\ln r$ , который медленно стремится к  $+\infty$  при  $r \rightarrow \infty$  и к  $-\infty$  при  $r \rightarrow 0$ . На самом деле надо интегрировать от некоторого  $r_{\min}$ , задаваемого соотношением неопределенности, до  $r_{\max}$ , определяемого из экранирующего действия, которое другие заряды оказывают на взаимодействие двух сталкивающихся частиц. Таким образом, для потери энергии получается выражение

$$\frac{Z^2 e^4}{M_1 v_{эл}^2} \ln \left( \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \right). \quad (13)$$

Отношение  $r_{\max}/r_{\min}$  весьма велико и в практических случаях логарифм равен приблизительно 20. Умножая (13) на число ядер и число электронов в кубическом сантиметре, и на  $v_{эл}$ , можно получить количество энергии, переданной от электронов к покоящимся ядрам в единицу времени и в единице объема:

$$\frac{nNZ^2e^4}{M_1v_{эл}} \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \quad (14)$$

Предположим теперь, что ядра не покоятся, но медленно движутся со скоростью  $v \ll v_{эл}$ . Если теперь разложить энергию, переданную от электронов к ядрам, в ряд по степеням  $v/v_{эл}$ , то (14) будет постоянным членом этого ряда. Среди следующих членов ряда член с первой степенью  $v/v_{эл}$  будет отсутствовать, поскольку направление движения ядер не может влиять на обмен энергией. Таким образом, для малых скоростей ядер существенную роль будет играть только член, квадратичный по  $v/v_{эл}$ . Количество переданной энергии можно записать теперь в виде

$$\left[ \frac{nNZ^2e^4}{M_1v_{эл}} \ln \left( \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \right) \right] \left[ 1 - \text{const} \left( \frac{v}{v_{эл}} \right)^2 \right]. \quad (15)$$

Знак минус в квадратных скобках отражает то обстоятельство, что чем быстрее движутся ядра, тем меньше энергии им передается. При равенстве температур электронов и ядер энергия не должна передаваться вовсе. В этих условиях  $mv_{эл}^2 = M_1v^2$ . Отсюда следует, что постоянная в формуле (15) должна иметь значение  $M_1/m$ . Таким образом, для количества энергии, передаваемой от ядер к электронам в 1 сек в 1 см<sup>3</sup> получается следующее

приближенное выражение:

$$\frac{nNZ^2e^4}{M_1} \cdot \frac{M_1v^2 - mv_{эл}^2}{mv_{эл}^3} \cdot \ln \left( \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \right). \quad (16)$$

Чтобы, как и выше, выяснить размерности и порядок величины, введем, кроме  $E_0 = mc^2 = 0,5 \text{ Мэв}$  и  $r_0 = e^2/E_0 = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$  еще величину, обратную постоянной тонкой структуры  $\hbar c/e^2 = 137$ , температуру ядер  $kT_{\text{я}} = M_1v^2$  и температуру электронов  $kT_{\text{эл}} = mv_{\text{эл}}^2$ . Отсюда для количества энергии, передаваемой от электронов к ядрам в секунду в единице объема, получаем формулу

$$\frac{nNZ^2 \cdot r_0^3 E_0^{5/2}}{\hbar} \cdot \frac{(kT_{\text{я}} - kT_{\text{эл}})}{(kT_{\text{эл}})^{3/2}} \cdot \frac{m}{M_1} \cdot \frac{\hbar c}{e^2} \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}}. \quad (17)$$

Подобные, но более точные выражения выведены в астрофизике<sup>4, 5</sup>.

Выражение (17) следует сравнить с количеством излучаемой электронами энергии [формула (11), в которую подставлена температура электронов  $kT_{\text{эл}}$ ]. Отношение энергии, передаваемой от ядер к электронам, к излучаемой энергии выражается безразмерной величиной

$$\frac{E_0(kT_{\text{я}} - kT_{\text{эл}})}{(kT_{\text{эл}})^2} \cdot \frac{m}{M_1} \cdot \frac{\hbar c}{e^2} \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \approx 1,5 \cdot \frac{M_p}{M_1} \cdot \frac{E_0(kT_{\text{я}} - kT_{\text{эл}})}{(kT_{\text{эл}})^2}. \quad (18)$$

Множитель 1,5 удерживать не обязательно, так как приближение носит грубый характер. Его величина следует из приведенных выше численных констант.

В стационарном состоянии электронам должно передаваться столько же энергии, сколько ими излучается, хотя электронам передают энергию не только те ядра, чье состояние может быть описано тепловым распределением, соответствующим определенной температуре. Если придерживаться мысли о некоторой средней температуре ядер, то видно, что (18) должно быть равно единице. Можно заметить, поскольку  $E_0 = 0,5 \text{ Мэв}$ , что для температуры электронов порядка нескольких  $\text{кэв}$  разность температур между ядрами и электронами должна быть мала. Однако при более высоких температурах электронов разность температур в стационарном состоянии может оказаться заметной.

Все эти утверждения приведены здесь лишь в целях ориентировки. В реальной термоядерной установке достижение стационарного состояния не обязательно.

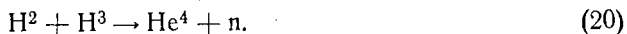
#### ТЕРМОЯДЕРНОЕ ГОРЮЧЕЕ

Из высказанных соображений следует, что в качестве термоядерного горючего следует выбирать материалы, в которых энергия освобождается при наинизшей возможной температуре, и которые в то же время как можно меньше излучают. Появление в выражении (5) зарядов ядер указывает на то, что наиболее целесообразно будет остановить наш выбор на изотопах водорода. В то же время и из выражения (11) для количества излученной энергии видно, что потери энергии минимальны при  $Z = 1$ . Фактически это означает, что в зоне реакции следует по возможности полностью исключить ядра более высоких порядковых номеров.

Что касается изотопов водорода, то надо будет рассмотреть две реакции с их участием. Одна из них, несколько более медленная, — реакция между дейтронами:



Другая — очень быстрая реакция между дейтерием и искусственно получаемым тритием:



Если выбрать последнюю реакцию, то для термоядерного процесса окажется достаточно температуры в несколько *кэв*. В случае же чистого дейтерия необходимы температуры примерно в 10 раз более высокие.

В любом случае, чтобы поддерживать достаточно высокий уровень выработки энергии (в несколько ватт с кубического сантиметра или более) и одновременно удерживать давление в разумных пределах, потребуется разреженный и, конечно, полностью ионизованный газ с плотностью  $10^{15} - 10^{16}$  частиц в  $1 \text{ см}^3$ .

### ПРОБЛЕМА ИЗОЛЯЦИИ

Газ в термоядерной установке, как уже говорилось, должен иметь высокую температуру и высокое разрежение; главная техническая трудность заключается в отыскании способа поддерживать их так, чтобы газ не отдавал немедленно своей энергии стенкам сосуда. Один из предлагавшихся возможных способов состоит в том, что топливо изолируется от стенок сосуда магнитным полем. В самом деле, газ полностью ионизован, следовательно, его электрически заряженные ионы будут двигаться вдоль силовых линий всякого магнитного поля, появившегося в системе. Если удастся поддерживать такое распределение поля, в котором силовые линии не допустят ионы к стенкам сосуда, то тем самым задача будет решена.

Этот путь приводит нас к изучению поведения высокоионизованного газа или плазмы в магнитном поле. С первого взгляда теоретическая постановка задачи кажется несложной. В самом деле, требуется всего-навсего сконструировать герметический «магнитный сосуд». Но при более детальном рассмотрении вопрос оказывается весьма запутанным. Сейчас можно описать лишь общие свойства такой системы и указать на характер возникающих трудностей.

Взаимодействие гидростатического равновесия и гидродинамического движения с магнитным полем образует новую и интересную область гидромагнетизма. Эта область представляет большой интерес не только по отношению к управляемым термоядерным реакциям, но и в вопросах, связанных с земным магнетизмом<sup>6</sup>, астрофизикой<sup>7, 8</sup> и космическими лучами<sup>9</sup>.

Относительно гидромагнитных систем можно высказать два простых утверждения. В первом из них максвелловские натяжения и плотность магнитной энергии  $H^2/8\pi$  сравниваются с давлением и кинетической энергией, приходящейся на единицу объема плазмы. Если эти последние гидростатические и гидродинамические величины больше, то поведение всей системы в первом приближении определяется законами обычной гидростатики и гидродинамики. С другой стороны, если больше максвелловские натяжения, то в первом приближении система описывается законами электромагнитного поля. Наконец, если оба типа величин сравнимы между собой, то происходит тесное взаимодействие между магнетизмом и гидродинамикой. В термоядерных установках пытаются осуществить именно эти условия. Если гидродинамические силы преобладают, изолировать систему с помощью магнитного поля не удастся. С другой стороны, если повсюду гидродинамические силы и давления окажутся малы по сравнению с магнитными натяжениями, это будет означать, что мы применили чересчур сильное магнитное поле и затратили на изоляцию неоправданно много магнитной энергии.

Второе утверждение относится к механизму, с помощью которого изменения магнитного поля и движение плазмы влияют друг на друга. Во всех

интересных случаях проводимость плазмы велика, время же существования магнитной изоляции относительно мало. В этих условиях магнитные силовые линии жестко связаны с плазмой в следующем смысле. Плазма может беспрепятственно двигаться вдоль магнитных силовых линий, всякое же ее движение в перпендикулярном к силовым линиям направлении вызовет перемещение силовых линий вместе с плазмой. Обратно, всякое смещение магнитной силовой линии потянет за собой ионы, накручивающиеся при движении на эту силовую линию. Приведенные высказывания по многим причинам нуждаются в уточнении, но начинать поверхностное изложение гидромагнетизма лучше всего с рассмотрения именно этой простой связи между плазмой и магнитным полем.

В результате столкновений между ионами их спиральное движение прерывается, и возникает диффузия, которая может увести реагирующий газ к стенкам сосуда. Процесс этот протекает довольно медленно и не должен — если только можно доверять простым вычислениям — привести к сколько-нибудь заметной течи в магнитном сосуде.

Видимо, более опасны статистические явления в ионном облаке. Примером таких явлений является гидромагнитная неустойчивость, природу которой удалось до какой-то степени понять<sup>10</sup>.

Рассмотрим магнитную силовую линию, изогнутую так, что внутри нее давление плазмы больше, чем снаружи. В самом деле, трудно сделать магнитный сосуд без искривлений такого вида. Теперь возникает следующий вопрос. Нельзя ли достичь состояние с меньшей энергией, если эту силовую линию выпрямить? Ведь магнитная силовая линия во многих отношениях ведет себя подобно резиновому шнуру. Плазма может обтекать силовые линии и частично уходить из пространства, ограниченного ими. Таким изменением конфигурации можно было бы достичь более низкого энергетического состояния. Разность в энергиях появится в виде кинетической энергии, и изменение, раз возникнув, стало бы развиваться с увеличивающейся скоростью.

Чтобы заниматься подобными ситуациями, можно развить теорию виртуальных смещений магнитного поля и плазмы. Условие равновесия гидромагнитной системы требует, чтобы бесконечно малое виртуальное смещение не вызывало линейного по этому смещению изменения энергии. Условие устойчивости более сильное, оно требует, чтобы всякое изменение энергии, сопровождающее малое виртуальное смещение, было положительным. Для проверки неустойчивости недостаточно показать, что существует более низкое энергетическое состояние. Необходимо, кроме этого, чтобы более низкое состояние могло быть достигнуто спуском по непрерывной последовательности маленьких ступенек.

Рассмотрение этих критериев устойчивости весьма сложно. Они внушают опасения, указывая на путь возникновения течи, но нам до сих пор не удалось показать, что действительная устойчивость невозможна. Мы не дошли еще до состояния тех специалистов по гидродинамике, которые в прошлом веке доказывали невозможность полета. Мы, к сожалению, не можем указать на какую-нибудь простую модель. Люди, строившие аэроплан, могли говорить, что птицы во всяком случае летают. Мы же, разрабатывая термоядерные реакторы, не можем сослаться ни на один простой пример.

#### В ЧЕМ ПРЕИМУЩЕСТВА ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК?

Предположим, что термоядерную установку можно построить. Следует задать себе вопрос, в каком отношении такой реактор может оказаться лучше реактора, работающего на делении ядер?

Одно из преимуществ уже было выяснено во введении. Доступное нам количество термоядерного горючего практически совершенно неисчерпаемо. Однако это преимущество не так велико, как может на первый взгляд пока-



заться. Количество делящихся материалов хотя и ограничено, тем не менее тоже достаточно велико. Пройдет немало времени, прежде чем будут израсходованы доступные нам делящиеся материалы, — в особенности если можно будет решить проблему расширенного воспроизводства горючего. Я думаю, что на ближайшие двести лет нам хватит тех запасов урана и тория, которыми мы располагаем, даже если считать, что вскоре весь мир будет индустриализован и рост населения будет продолжаться с нынешней быстротой.

Отчетливое преимущество термоядерной системы обнаруживается в том обстоятельстве, что использование дейтерия в качестве горючего едва ли потребует какой бы-то ни было дальнейшей регенерации. Тем самым можно избежать, по крайней мере, одной из по-настоящему хлопотливых стадий обработки делящихся материалов.

Преимущество, значение которого, на мой взгляд, преувеличено, относится к проблеме безопасности реакторов. Маловероятно, чтобы конструируемые термоядерные реакторы были подвержены авариям, во время которых в больших количествах высвобождаются радиоактивные вещества. Поэтому исчезнет реальная опасность, связанная с работой реакторов на делении. Однако опасность реакторов на делении, по-моему, уже теперь значительно меньше, чем была несколько лет назад, и я надеюсь, что мы найдем способ создать действительно безопасную систему, основанную на делении.

Наконец, следует поинтересоваться вопросом о непосредственном превращении ядерной энергии в электрическую, минуя использование тепла. Что касается реакторов на делении, то, видимо, мало надежды решить эту задачу в ближайшем будущем. Глядя на вопрос с точки зрения возможного создания термоядерной установки, я вспоминаю старый способ ловли птиц, который гласит: чтобы поймать птицу, надо насыпать ей соли на хвост. Когда мы научимся держать плазму в магнитном поле под значительным давлением, вероятно, будет уже нетрудно изменением магнитного поля извлечь заключенную в ней энергию. Но прежде надо научиться ловить и держать плазму.

Упомянув о возможных преимуществах термоядерных систем, мы должны сказать кое-что и о вероятных трудностях. Термоядерные системы мы сравним с системами, работающими на делении. Первый реактор на делении был построен с удивительной легкостью — удивительной, если иметь в виду те проблемы, которые, видимо, возникают теперь. В самом деле, единственной явной трудностью в постройке реакторов на делении было то обстоятельство, что в них образуются радиоактивные вещества, и приходится получать энергию в условиях большой активности. Вследствие этого управление реактором и обработка горючего сильно усложняются.

В термоядерном реакторе по сравнению с реактором на делении той же мощности нейтроны будут производиться даже в большем количестве. Поэтому система опять-таки будет становится радиоактивной и мы столкнемся с теми же проблемами управления, что и в реакторах на делении. Только в этом случае сама машина, вероятно, будет сложнее, и в ней будет больше необычных конструктивных элементов, чем в реакторе на делении.

Мне хотелось бы в заключение удовлетворить ваше любопытство по поводу некоторых важных вопросов, хотя точных ответов на них я не знаю. Я уверен, что управляемые термоядерные реакторы когда-нибудь будут построены. Но я не думаю, чтобы на первых порах такие реакторы могли конкурировать с обычными источниками энергии или даже с реакторами, работающими на делении. Тем не менее, в процессе создания термоядерной установки, мне кажется, будет получено много сведений в области физики плазмы, которые могут оказаться весьма важными как для промышленности, так и для познания окружающего нас мира.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. Gamow and C. L. Critchfield, Theory of Atomic Nuclei and Nuclear Energy Sources, Oxford U. P., New York, 1949, гл. X.
  2. G. Gamow and E. Teller, Phys. Rev. 55, 791 (1939).
  3. H. Bethe, Phys. Rev. 55, 434 (1939).
  4. S. Chandrasekhar, Rev. Mod. Phys. 21, 383 (1949).
  5. L. Spitzer, The Physics of Fully Ionized Gases, Intersciens, New York, 1956.
  6. W. Elsasser, Rev. Mod. Phys. 22, 1 (1950); Ibid. 28, 135 (1956).
  7. H. Alfven, Zeits. Phys. 107, 579 (1937).
  8. H. Alfven, Cosmical Electrodynamics, Oxford U. P., New York, 1950.
  9. E. Fermi, Phys. Rev. 75, 1169 (1949).
  10. M. Kruskal and M. Schwarzschild, Proc. Roy. Soc. A223, 348 (1954).
-