

ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС И ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ*

Ч. Мэзонье

(Фраскати, Италия)

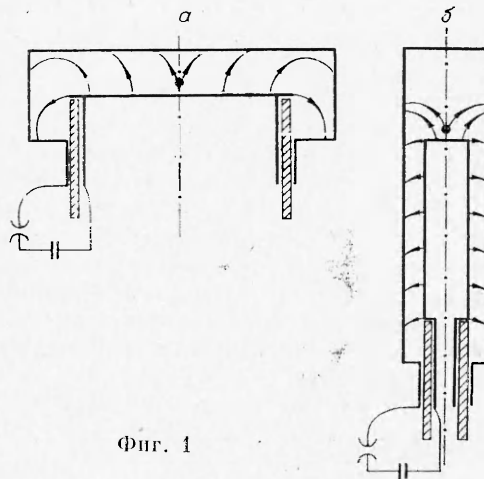
В статье изложены современные представления о явлениях, происходящих в плазменном фокусе, проанализирована эффективность различных каналов передачи энергии в этом устройстве и упомянуты некоторые идеи, касающиеся возможной экстраполяции к более крупным установкам.

В конце 50-х годов Н. В. Филиппов (Москва), исследуя линейные разряды, попытался преодолеть основной недостаток мощных Z-пинчей (вторичные пробои по поверхности изолятора при схлопывании токовой оболочки, которые возникают при слишком большой скорости вложения энергии в плазму) путем перехода к экспериментальным объемам, имеющим форму, показанную на фиг. 1, а. При этом, когда токовый слой уходит за угол центрального электрода, изолятор перестает «видеть» разряд, что должно предотвратить вторичные пробои. В действительности оказалось, что не только исчезли вторичные пробои, но и возникло очень интенсивное импульсное нейтронное излучение из малой области плотной плазмы, расположенной вблизи центрального электрода. Эта область получила название «плазменного фокуса».

Вскоре Дж. Майтер независимо обнаружил подобное же явление вблизи выходного отверстия плазменных пушек (фиг. 1, б).

Позже над исследованием этого интересного явления работали многие небольшие группы, но из-за трудностей как в эксперименте (малые масштабы времени и размеры, очень большие градиенты плотности), так и в теории (двумерное схлопывание, неприменимость МГД-теории) прогресс в понимании явлений в плазменном фокусе в течение примерно 10 лет был очень медленным. Для объяснения нейтронного излучения было предложено много моделей, которые в зависимости от вкуса авторов связывали его либо с термоядерными процессами в движущихся или неподвижных сгустках плазмы, либо с более или менее сложными механизмами взаимодействия пучка с мишенью, либо явлениями, происходящими в локализованных вихрях и т. д.

Однако в течение последних трех лет развитие тонких диагностических методов (метод голографической интерферометрии и нейтронных измерений с пространственным и временным разрешением), а также реальный прогресс в международном сотрудничестве (в частности, осуществление объединенной европейской программы исследований плазменно-

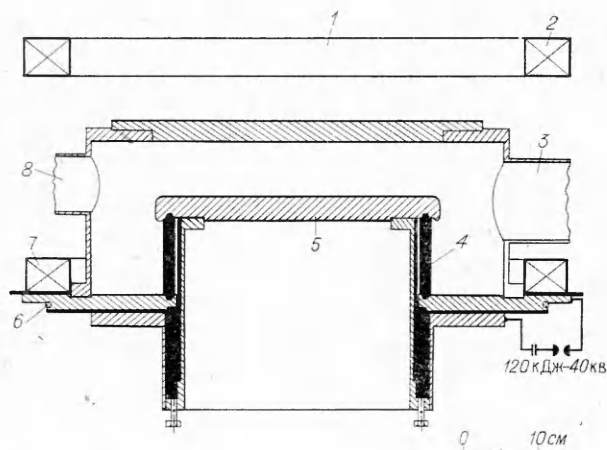


Фиг. 1

* Доклад на 4-й Всесоюзной школе по физике плазмы (Новосибирск, 1974 г.). Перевод Д. Д. Рютова.

го фокуса) привели к пониманию того, что существует несколько различных режимов (высокого и низкого давления, чистых и грязных разрядов), и ситуация сейчас много яснее. Было установлено, что максимум нейтронного излучения возникает после максимума сжатия, что во время расширения плазмы имеется сильный турбулентный нагрев и что установки Мэйтера и Филишова несколько отличаются по результатам [1-3].

Ради простоты, а также потому, что установки Филишова менее капризны, в этой статье будет рассмотрена только их работа (в отсут-



Фиг. 2

вие примесей и при давлении, соответствующем максимальному выходу нейтронов — режим высокого давления). Все упоминаемые ниже экспериментальные результаты относятся к машине, работающей во Фраскати (установка типа Филишова, с максимальным запасом энергии 120 кДж и максимальным напряжением 40 кВ, схема которой дана на фиг. 2, где 1 — нейтронная диагностика, 2 — катушка магнитного поля, 3 — откачка, 4 — изолятор, 5 — нейтронная диагностика, 6 — пояс Роговского, 7 — катушка магнитного поля, 8 — нейтронные, оптические, рентгеновские измерения. Типичные условия работы следующие: запас энергии 74 кДж, напряжение 32 кВ, давление 1,1 мм рт. ст. чистого дейтерия.

При написании данной статьи мы стремились к ясности, а не к полноте, поэтому не приводится исчерпывающий список библиографии.

Механизм нейтронного излучения. Нейтроны эмитируются двумя отдельными импульсами: первый, во время которого появляется обычно 10% от общего числа нейтронов, возникает в момент максимального сжатия, тогда как второй, содержащий ~ 90% нейтронов, возникает примерно через 100 нс и продолжается около 100 нс (фиг. 3, где линейная плотность $2,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-1}$). В конце «доисторического» периода (1971) результаты многих косвенных измерений привели к модели [4], иллюстрируемой фиг. 4.

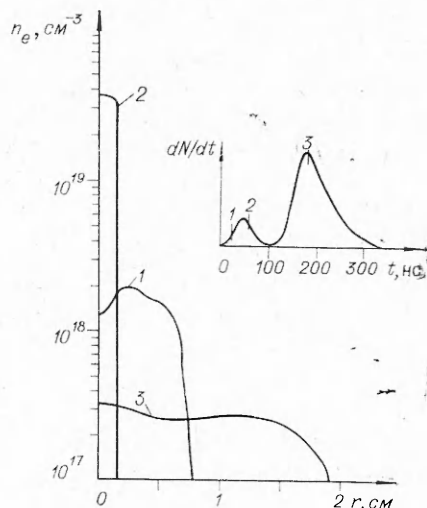
В максимуме сжатия (фиг. 4, а) маленькое нейтронное излучение могло бы быть связано с термоядерными реакциями, имеющими место в относительно холодной (около 1 кэВ) плазме пинча ($n \sim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $T_i \sim 1,6 \text{ кэВ}$, $\varnothing \sim 4 \text{ мм}$, $h_1 \sim 10 \text{ мм}$). Затем плазменный столб разрушается аксиально-симметричной макроскопической неустойчивостью (фиг. 4, б), радиальный размер плазмы возрастает, плотность уменьшается, и магнитное поле перемешивается с плазмой; это — «темная пауза» (фиг. 4, в), которая характеризуется пренебрежимо малым нейтронным излучением. Во время расширения выполняются условия возникновения турбулентного нагрева того или иного типа, значительная доля магнитной энергии трансформируется в тепло, и возникает второй интенсивный всплеск нейтронного излучения, обусловленный термоядерными реакциями в горячей (5—10 кэВ), но не очень плотной плазме: $n \sim 10^{18}$, $T_i \sim 7 \text{ кэВ}$, $\varnothing \sim 15 \text{ мм}$, $h_2 \sim 10 \text{ мм}$ (фиг. 4, г).

Когда была предложена эта модель, она была в высшей степени умозрительной, поскольку ни плотность, ни температура на самом деле не измерялись. Не вдаваясь в критику этих ранних наблюдений, интересно отметить, что даже само происхождение нейтронов (термоядерное или другое) было предметом дискуссий: из анизотропии нейтронного излучения и из спектров энергий нейтронов, измеренных в разных направлениях, сторонники изложенной выше модели заключали, что примерно 80% нейтронов имели термоядерное происхождение [5], тогда как другие (см. обсуждение в конце работы [5]) интерпретировали те же измерения как доказательство происхождения нейтронов при взаимодействии пучка с мишенью.

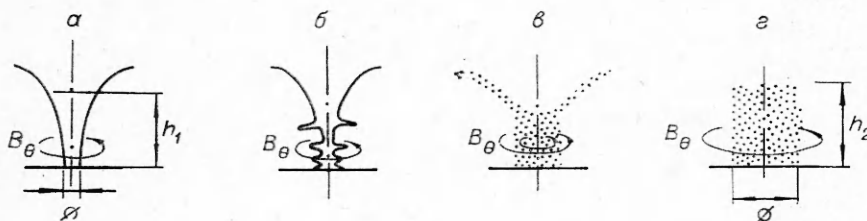
С того времени были проведены прямые измерения, которые с несомненностью показали, что модель описывает явление качественно верно, даже если цифры, упомянутые выше, следует несколько изменить. В качестве примера в следующем разделе рассматривается один из лучших импульсов (которые труднее всего объяснить), полученных во Фраскати: $4,8 \cdot 10^{10}$ нейтронов при 74 кДж, запасенных в конденсаторной батарее.

Анализ отдельного импульса. Для подкрепления аргументации мы будем использовать только надежные измерения:

а) плотность, полученная с пространственным и временным разрешением при помощи голографической интерферометрии [6], в момент максимума нейтронного излучения оказывается равной примерно $3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ в объеме диаметром 3,5 см и высотой 2 см (см. фиг. 3);



Фиг. 3



Фиг. 4

б) отсутствие нейтронов от реакции (D, Li^7) в разряде, где как в анод, так и в катод были помещены литиевые вкладыши, показывает, что в плазме отсутствуют дейтоны с энергией, превышающей 300 кэВ (энергия, при которой делается заметным сечение соответствующей реакции);

в) пространственное и временное сканирование нейтронного излучения показывает, что значительный процент нейтронов (около 70) возникает в объеме, указанном в [1]; радиальный профиль нейтронного излучения совпадает с радиальным профилем квадрата плотности (фиг. 5, где сплошная линия — измерения нейтронного излучения через коллиматор диаметром 0,5 см при расстоянии от анода 1 см, штриховая линия —

результат вычислений, основанных на измерениях профиля плотности (в предположении $T(r)=\text{const}$);

г) в максимуме нейтронного излучения полный ток равен примерно 800 кА; длительность второго нейтронного всплеска составляет 100 пс.

Первая гипотеза: термоядерное происхождение нейтронов. Выход нейтронов N дается формулой

$$N = \frac{1}{2} n^2 V \langle \sigma v \rangle \tau,$$

где V — объем; n — плотность электронов; τ — длительность импульса. Поскольку величины V , n , τ и N измеряются, это соотношение позволяет найти $\langle \sigma v \rangle$ и температуру $T_i \approx 9$ кэВ. Полагая $T_e \approx T_i$, на что указывают измерения электронной температуры по мягкому рентгеновскому излучению, можно найти тепловую энергию плазмы

$$W_{th} = 3 n k T V \approx 20 \text{ кДж},$$

т. е. в лучшем выстреле до 25% энергии, первоначально запасенной в конденсаторной батарее, передается горячей плазме.

Электрические измерения [1] согласуются со столь быстрым энерговыделением в промежутке между первым и вторым всплесками нейтронного излучения. Механизм турбулентного нагрева неясен, но он определенно связан с существованием в плазме мощных электронных пучков [1,3]. По-видимому, из-за разрушения токового слоя непосредственно после максимального сжатия ток в некоторых областях плазменного столба целиком переносится убегающими электронами, большинство которых теряет энергию в плазме до удара об анод; жесткое рентгеновское излучение, создаваемое электронами, которые достигают электрода, дает полезную информацию [1], которая еще не используется систематически.

Подобие радиальных распределений нейтронного излучения и квадрата плотности указывает на отсутствие значительных радиальных градиентов температуры.

Вторая гипотеза: механизм нейтронного излучения, связанный со взаимодействием пучка с мишенью. Поскольку плотность и объем мишени известны из пунктов а), в), можно с помощью соотношения

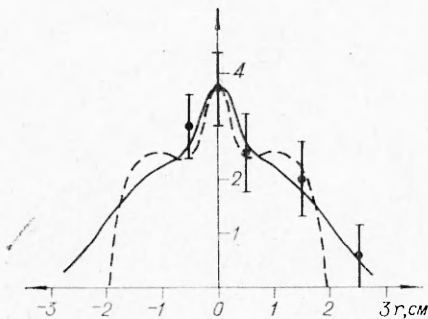
$$N = n_p n_i V \langle \sigma v \rangle \tau,$$

где n_p и n_i — плотности плазмы и ионного пучка, найти плотность пучка. При этом относительно энергии пучка сделаем наиболее благоприятное предположение, положив ее равной 200 кэВ (она должна быть меньше 300 кэВ!). Определяя n_i , можно найти полный ток ионного пучка:

$$I_i \approx 3 \text{ МА.}$$

Энергия, переносимая ионным пучком, равна 60 кДж.

При сравнении этих цифр с полным током, проходящим через плазму (0,8 МА), и с полной запасенной энергией (74 кДж) ясно, что механизм взаимодействия пучка с мишенью не может быть ответственным за нейтронное излучение.



Фиг. 5

Энергетические оценки и законы подобия. Исходя из идеи, что в установках типа Филиппова большинство нейтронов имеет термоядерное происхождение и возникает из турбулентно нагретого расширяющегося плазменного столба, интересно обсудить вопросы, можно ли увеличить нейтронный выход при данной запасенной энергии и как изменяется нейтронный выход в зависимости от запасенной энергии.

1. Обозначая КПД передачи запасенной энергии в тепло через η_1 , а термоядерный КПД установки через η_2 , можно следующим образом записать энергию $\eta_2 W_0$, выделенную при термоядерных реакциях в изотермической плазме с плотностью n , занимающей цилиндрический объем с радиусом r и высотой h :

$$\eta_2 W_0 \sim n^2 \langle \sigma v \rangle \pi r^2 h \tau \sim [3nkT\pi r^2 h]^2 \frac{\langle \sigma v \rangle \tau}{T^2 h r^2} \sim [\eta_1 W_0]^2 \frac{\langle \sigma v \rangle \tau}{T^2 h r^2},$$

где T и τ — температура и время жизни плазмы. В фокусе филипповского типа $r \simeq h$ и отсутствует удержание плазмы как в направлении оси, когда ничто не препятствует оттоку плазмы от электрода, так и в радиальном направлении (условие Беннета не выполняется, магнитное давление меньше плазменного давления). Тогда можно ожидать, что τ будет порядка времени свободного расширения плазмы h/v_s (v_s — скорость звука)

$$\tau = \alpha h/v_s,$$

где α — коэффициент, характеризующий удержание плазмы (α не может быть много больше единицы). В таких обозначениях

$$\eta_2 \sim \alpha \frac{\eta_1^2 \langle \sigma v \rangle}{r^2 T^{5/2}} W_0.$$

Как для ДД-, так и для ДТ-реакций функция $\langle \sigma v \rangle / T^{5/2}$ имеет широкий максимум при $T = 9$ кэВ. Как показано в предыдущем разделе, оптимизированные устройства уже сейчас работают примерно при этой температуре. Для них

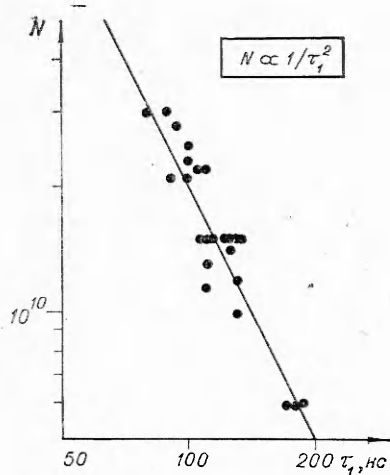
$$(1) \quad \eta_2 \sim \alpha \frac{\eta_1^2}{r^2} W_0.$$

2. В существующих устройствах α уже достигает больших значений (5 во Фраскати, поскольку $\tau \simeq 100$ нс, $h \simeq 2$ см, $v_s \simeq 10^8$ см/с), что довольно трудно понять; η_1 может достигать 0,25 в лучших выстрелах.

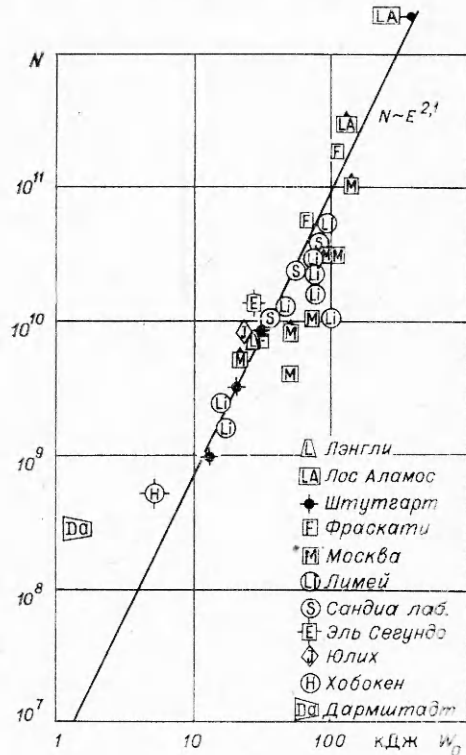
Из формулы (1) видно, что для данной энергии конденсаторной батареи W_0 единственный надежный способ увеличения полного КПД η_2 состоит в уменьшении радиуса r горячей плазмы. И в самом деле, было обнаружено [1], что в устройстве, работающем всегда в одних и тех же условиях, имеется сильная корреляция между числом нейтронов и временем задержки τ_1 между двумя всплесками нейтронов (фиг. 6). Если плазма расширяется с постоянной скоростью после максимального сжатия, то r пропорционально τ_1 , и поэтому η_2 меняется, как r^{-2} . В настоящее время, поскольку точный механизм турбулентного нагрева еще не понят, неясно, чем именно определяется радиус r , при котором происходит нагрев расширяющегося плазменного цилиндра. В имеющихся экспериментах радиус плазмы в момент максимального сжатия на порядок меньше r (см. фиг. 3), но в это время плазма относительно холодна. Вопрос, будут ли найдены способы уменьшения r , остается открытым.

3. Экспериментально наблюдалось [7,8] в диапазоне изменения W_0 от 5 до 400 кДж, что для всех оптимизированных устройств $\eta_2 \sim W_0^{1,1}$ (фиг. 7) и $\tau \simeq \text{const}$. Это означает, что $\alpha \eta_1^2 / r^2 \simeq \text{const}$ и αh (или αr , в зависимости от того, что меньше) также постоянно.

К этим выводам следует подходить с осторожностью, поскольку большинство устройств относится к типу Мэйтера, а в таких устройствах термоядерное происхождение нейтронов вызывает сомнения. Законы подобия для величин n , h , r , α , η_1 пока еще неизвестны; определение их будет первой задачей мегаджоульного плазменного фокуса, создание которого заканчивается во Фраскати. В любом случае, допуская, что величина $\alpha \eta_1^2 / r^2$ остается постоянной, как это имеет место в исследованном диапазоне энергий, и учитывая, что самое большое из существующих устройств (Лос-Аламосский плазменный фокус с полной энергией 400 кДж и полным выходом нейтронов $2 \cdot 10^{12}$ в чистом дейтерии) при работе с ДТ-смесью давало бы полный КПД $\eta_2 > 10^{-3}$, можно утверж-



Фиг. 6



Фиг. 7

дать, что критический реактор ($\eta_2=1$) может заработать при уровне энергии порядка нескольких сотен МДж, который не кажется чрезмерно большим.

Экстраполяция к более крупным установкам. Допуская, что при данной энергии конденсаторной батареи W_0 создано оптимальное устройство, какими следует подбирать остальные основные параметры (радиус R_0 и высоту H экспериментальной камеры, плотность газа n_0 , зарядное напряжение U_0) в зависимости от W_0 ? Для этого требуется найти четыре соотношения между W_0 , U_0 , H , R , n_0 . Мы покажем, что необходимо выполнение двух условий, тогда как в отношении других имеется довольно большая неопределенность.

1. Конденсаторная батарея должна полностью разрядиться к моменту максимального сжатия. Это налагает условие

$$(2) \quad \frac{W_0^2}{U_0^2 R_0^4 n_0} = \text{const.}$$

Эвристическое доказательство этого соотношения состоит в сравнении двух независимых оценок ускорения γ схлопывающегося плазменного слоя:

$$\gamma = \frac{\text{магнитное давление}}{\text{масса, отнесенная к единичной площади}} \propto \frac{I^2/R_0^2}{n_0 R_0} \propto \frac{W_0}{Ln_0 R_0^3}$$

и

$$\gamma = \frac{\text{расстояние}}{\text{время}^2} \propto \frac{R_0}{LC},$$

где L — полная индуктивность системы; C — емкость батареи; I — ток в плазме.

2. Температура плазмы в момент максимального выхода нейтронов оптимальна (9 кэВ). Это налагает следующее условие (необходимое, но недостаточное):

$$(3) \quad \frac{W_0}{n_0 R_0^2 H} = \text{const.}$$

Условие (3) означает, что если эффективность «сгребания» постоянна, то и энергия, получаемая каждой частицей в пинче, постоянна.

3. Помимо этих двух необходимых условий, нужно выбрать два других критерия подобия, которые обеспечивали бы, например:

— условие подобия для турбулентного нагрева; хотя это условие очень существенно, мы не можем пока сформулировать нужное требование, поскольку еще неясен механизм турбулентного нагрева;

— условие МГД-подобия диссипативных процессов [9]. Это условие подразумевает, что и для электронов, и для ионов горячей плазмы отношение длин свободного пробега к ларморовским радиусам остается постоянным. Однако, поскольку в фазе нагрева МГД-теория неприменима, использование этого условия для плазменного фокуса нежелательно;

— условие подобия для пробоя и напряжения по стенке [4]. Очевидный выбор состоит в следующем:

$$\frac{W_0}{H^2} = \text{const}$$

и

$$H = \text{const.}$$

Последние условия совместно с (2), (3) приводят к законам подобия:

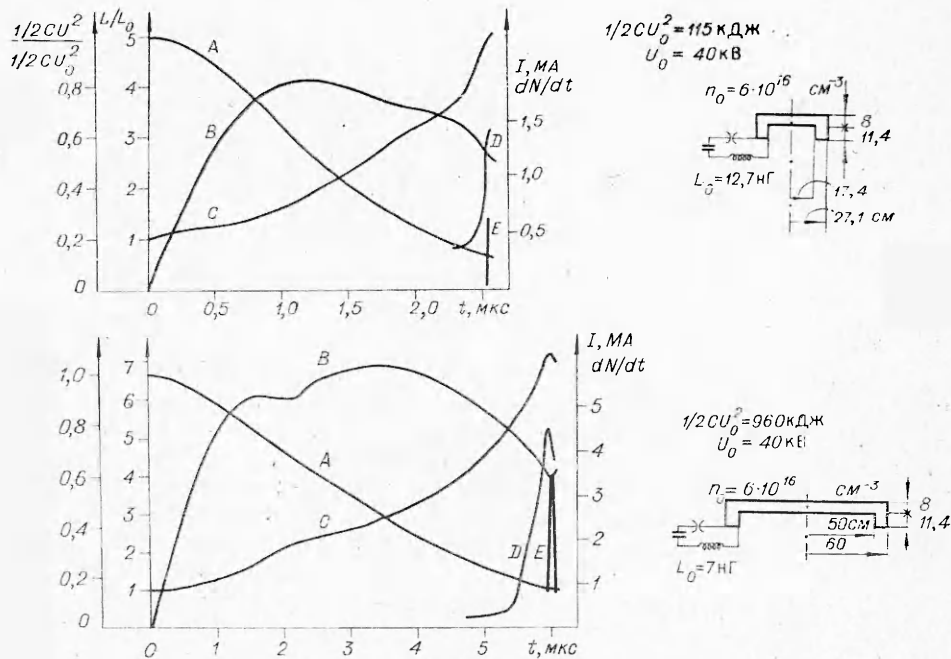
$$(4) \quad R_0 \propto W_0^{1/2};$$

$$H = \text{const}; n_0 = \text{const}; U_0 = \text{const.}$$

При этом индуктивность системы, которая в первом приближении пропорциональна H , остается постоянной, так что плотность тока и напряжение на изоляторе не меняются и сохраняются неизменными условия Пашена для пробоя ($Hn_0 = \text{const}$, $U_0 = \text{const}$).

Мегаджоульное устройство, которое сооружается во Фраскати в рамках «Объединенной европейской программы исследований плазменного фокуса», экстраполировано от 120-килоджоульной машины, уже имеющейся во Фраскати, в соответствии с правилами (4). На фиг. 8 (A — энергия в конденсаторе; B — ток; C — полная индуктивность цепи; D — мощность тормозного излучения (произвольные единицы); E — нейтронное излучение в единицу времени (произвольные единицы)) показаны результаты двумерных МГД-вычислений схлопывания в чистом дейтерии (про-

грамма Поттера, видоизмененная Робучем), относящиеся: а) к существующему эксперименту с энергией 115 кДж; б) к сооружаемой установке с энергией 960 кДж. Эти вычисления подтверждают, что до момента максимального сжатия (когда они перестают быть справедливыми) имеется хорошее подобие между двумя устройствами. Практически, по тех-



Фиг. 8

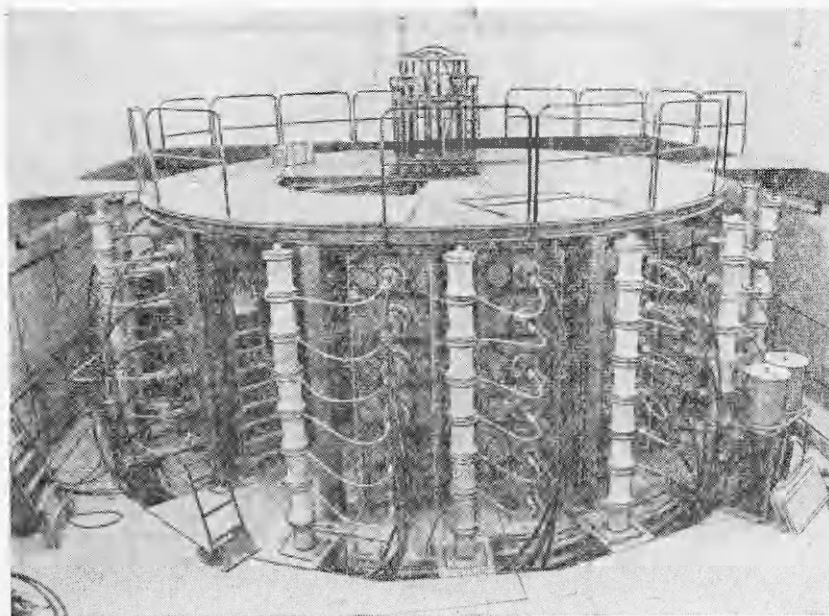
нологическим причинам, радиус изолятора был выбран равным не 50 см, а 40 см. Фиг. 9 показывает общий вид 960-килоджоульной конденсаторной батареи во время электротехнических испытаний: в верхней части фотографии можно видеть эквивалентную нагрузку, помещенную вместо экспериментальной камеры. Ожидается, что при работе в чистом дейтерии в импульсе будет возникать 10^{13} нейтронов. Это достаточно большой выход, требующий эффективной защиты, которая будет обеспечена зданием, построенным специально для этой цели.

Если бы система уравнений (4) была использована для того, чтобы экстраполировать имеющиеся установки до уровня термоядерного реактора, оказалось бы, что запасенная энергия (порядка 1 ГДж) должна была бы высвободиться более чем за 100 мкс. Тогда можно было бы отказаться от конденсаторной батареи и использовать магнитную накопительную систему, питаемую, например, устройством типа Гомополяра.

В заключение отметим, что в течение последних нескольких лет в нашем понимании плазменного фокуса в установках типа Филиппова произошел существенный прогресс. Укажем основные проблемы, с которыми придется столкнуться в ближайшем будущем:

- определение вплоть до уровня 1 МДж законов подобия не только для нейтронной эмиссии, но и для важных параметров r , n , τ ;
- прямое измерение ионной температуры по рассеянию лазерного излучения;
- выяснение механизма турбулентного нагрева.

В отношении далекого будущего следует помнить, что из-за высокой стоимости импульсной энергии быстрые системы можно экстраполировать до термоядерного реактора только в случае, если эффективность нагрева очень высока. Плазменный фокус обладает этим важным свойством, что, по мнению автора, и является главным оправданием дальнейшей работы в этом направлении.



Фиг. 9

Европейская группа, в которую входит примерно 25 ученых, работающих в Калэме, Фраскати, Юлихе, Лимеие и Штутгарте, с пуском первой 1 МДж-машины, видимо, сможет активно участвовать в общих усилиях в этой области, работая параллельно с другими группами, которые сконцентрированы главным образом в США (Ливермор и др.) и СССР (Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова и ФИАН).

Поступила 14 XI, 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *Maisonnier Ch., Pecorella F., Rager J. P., Samuelli M., Strangio C.* Comparative studies of plasma focus devices. Paper E6-2 presented at the 5-th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. IAEA, Tokyo, 1974.
2. *Bernard A., Coudeville A., Centa P., Jolas A., Landure Y., de Mascureau J., Vezin R.* Etude de l'émission neutronique et de la turbulence dans l'expérience focus avec une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde. Paper E6-1 presented at the 5-th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. IAEA, Tokyo, 1974.
3. *Gribkov V., Krokhin O. N., Sklizkov G. V., Filippov N. V., Filippova T. I.* Diffusion and beam heating in the dense plasma focus. — In: Proc. of the 6-th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Moscow, 1973, p. 375.
4. *Maisonnier Ch., Pecorella F., Rager J. P., Samuelli M.* Recent progress in research on plasma focus. — In: Proc. of the 5-th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Vol. 11. Grenoble, 1972, p. 183.

5. *Maisonnier Ch., Gurlan C., Luzz G., Papagno L., Pecorella F., Rager J. P., Robouch B. V., Samuelli M.* Structure of the dense plasma focus.— In: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Vol. 1. Madison, 1971, p. 523.
6. *Morgan P. D., Peacock N. J., Cloth P., Conrads H.* Evidence for a broad and uniform neutron producing plasma column in the plasma focus.— In: Proc. of the 6-th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow, 1973, p. 359.
7. *Michel L., Schonbach R. H., Fischer H.* Neutron emission from a small 4-kJ plasma focus.— «Appl. Phys. Lett.», 1974, vol. 24, N 2.
8. *Ware K., Williams A. H., Clark R. W.* Operation of a 720-kJ, 60 kV dense plasma focus.— «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1973, vol. 18, N 10.
9. *Imshennik V. S., Filippov N. V., Filippova T. I.* Similarity theory and increased neutron yield in a plasma focus.— «Nucl. Fusion», 1973, vol. 13, N 6.

УДК 533.9.621.039.61

ТЕРМОЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ Θ -ПИНЧЕЙ СО СЖИМАЮЩИМСЯ ЛАЙНЕРОМ*

И. Дж. Тэрки

(Вашингтон, США)

Сжатие магнитного потока лайнером может быть использовано для создания и удержания термоядерной плазмы в мегагауссных магнитных полях, что позволяет сделать компактный реактор с достаточно умеренной энергией. Такие системы включают в себя проводящий цилиндр или лайнер, сжимающие начальный магнитный поток для создания сильных магнитных полей. Если плотная плазма ($\beta \approx 1$) удерживается начальным магнитным полем, то она также будет сжиматься лайнером и приобретет высокую температуру и плотность. Параметры получаемой этим способом термоядерной плазмы должны быть такими, чтобы генерируемая ядерная энергия превышала в несколько раз начальную кинетическую энергию лайнера. Это требует соответствующего удержания сжатой высокотемпературной плазмы (которое зависит от магнитной геометрии), а также подходящей временной длительности сильного магнитного поля, которая определяется динамикой движения лайнера и диффузией магнитного поля в материал лайнера.

Техника сжатия магнитного потока хорошо известна [1]. Поля в 1—2 МГс создаются при электромагнитном обжатии лайнера [2, 3], а поля до 25 МГс — в экспериментах взрывного типа [4]. Плазма с большим значением β создавалась и удерживалась в импульсных экспериментах с простой магнитной геометрией, таких как линейные Θ -пинчи [5] и антипробкотроны [6]. Использование сжатия магнитного потока для термоядерного синтеза уже рассматривалось Линхартом и др. [7] применительно к системе взрывного типа. Однако, кроме основных физических требований, термоядерный реактор должен удовлетворять таким условиям, как безопасность и экономичность. С этой точки зрения проекты, требующие мощных взрывов, сложных систем обмоток или тысяч мегаджоулей для демонстрации своей осуществимости, должны быть отвергнуты. Принципиальной задачей термоядерных исследований со сжимающимся лайнером является поэтому комбинация невзрывных методов сжатия лайнера с конфигурациями плазмы и магнитного поля, обладающими подходящей простотой и устойчивостью, чтобы получить эффективный и безопасный реактор с повторяющимися импульсами.

В настоящее время этой задаче уделяется заметное внимание как в США [8—11], так и в СССР [12]. Был рассмотрен линейный Θ -пинч (фиг. 1, а), в котором для достижения пороговых условий (равенства производимой ядерной энергии кинетической энергии лайнера) требуется вполне скромная энергия на единицу длины (5—20 МДж/м). Однако быстрые потери плазмы на открытых торцах приводят к необходимой в этом случае длине системы—порядка 80 м. Хотя такие

* Доклад на 4-й Всесоюзной школе по физике плазмы (Новосибирск, 1974 г.).
Перевод Г. Е. Векштейна.