

ГОГОЗИН. 22

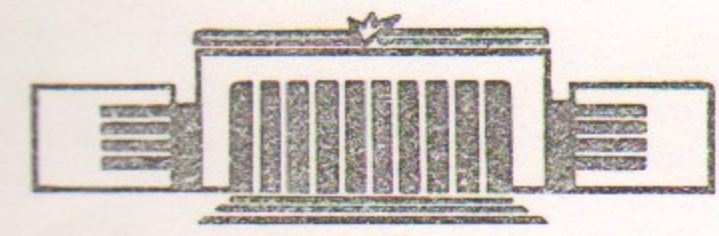


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.В.Мирнов, В.П.Нагорный, Д.Д.Рютов

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА С
ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМОЙ

ПРЕПРИНТ 84-40



НОВОСИБИРСК

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА С ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ
ПЛАЗМОЙ

В.В.Мирнов, В.П.Нагорный, Д.Д.Рятов

АННОТАЦИЯ

Рассматривается двухкомпонентный вариант газодинамической ловушки (ГДЛ) с относительно холодной основной дейтериевой плазмой и малой примесью быстрых ионов трития. Особенностью двухкомпонентного варианта является то, что горячие ионы тормозятся на электронах намного быстрее, чем рассеиваются на ионах плазмы, поэтому $T_e \gg T_i$. Показано, что такая схема ГДЛ открывает возможности для создания простого и компактного источника термоядерных (14 МэВ) нейтронов для технологических испытаний материалов. Применение наклонной инжекции позволяет получить большую плотность потока нейтронов в областях отражения горячих тритонов от пробок.

I. ВВЕДЕНИЕ

Газодинамическая ловушка (ГДЛ), рассмотренная в работах [1,2], представляет собой пробкотрон с большим пробочным отношением $R \gg l$ и с длиной L , превышающей эффективную длину свободного пробега ионов по отношению к рассеянию на угол при вершине конуса потерь (т.е. λ_{ii}/R , где λ_{ii} — обычная кулоновская длина свободного пробега ионов). В таких условиях продольное время жизни плазмы $\tau_{||}$ определяется простой газодинамической оценкой

$$\tau_{||} \sim \frac{RL}{c_s} \quad (I)$$

где c_s — скорость ионного звука ($c_s \sim \sqrt{T_i/M_i}$ при $T_i \geq T_e$; $c_s \sim \sqrt{T_e/M_i}$ при $T_e \geq T_i$).

Схема ГДЛ приведена на рис. I. Стационарное состояние плазмы в ловушке поддерживается как результат баланса между инъекцией нейтралов на участке однородного магнитного поля и истечением плазмы через пробки.

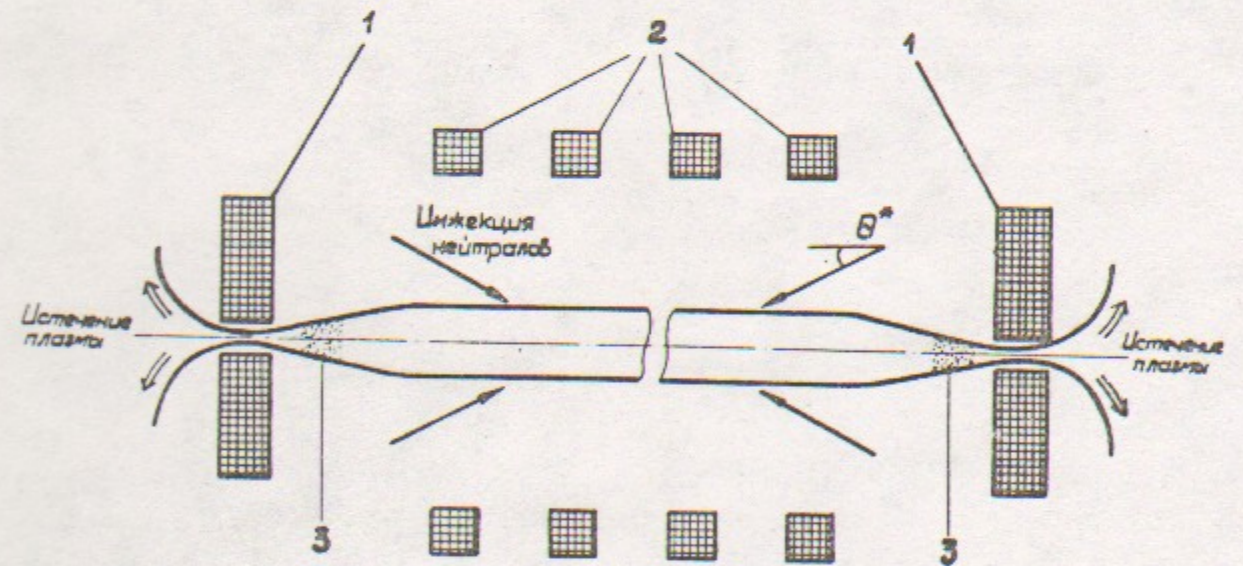


Рис. I. Газодинамическая ловушка: 1 — пробочные катушки; 2 — катушки однородного поля; 3 — области усиленного нейтронного выделения (см. раздел 5).

Замечательной особенностью ГДЛ является полная нечувствительность продольного времени жизни (оценка (I)) к возможности возникновения в системе микрофлуктуаций (вызывающих уменьшение

λ_{ii} по сравнению со случаем чисто кулоновского рассеяния), т.е. по отношению к эффектам, представляющим серьезную опасность для многих других типов открытых ловушек.

Вторая особенность ГДЛ состоит в том [1,2], что МГД-устойчивость плазмы в ней может быть обеспечена в рамках аксиально-симметричной плазменной конфигурации. Эта возможность обусловлена тем, что в ГДЛ относительно велика плотность запробочной плазмы, находящейся в области благоприятной кривизны силовых линий и оказывающей стабилизирующее влияние на систему в целом (более подробно см. [3]).

Указанные достоинства ГДЛ делают ее перспективной в качестве основы будущего термоядерного реактора. Оценки реактора-ГДЛ приведены в работе [2], где показано, что приемлемые энергетические характеристики реактора достигаются при мощности инъекции порядка нескольких гигаватт и длине системы масштаба I км.

Длина системы довольно велика, но не кажется совсем бессмысленной, так как практически вся она занята простым аксиально-симметричным соленоидом на поле 10+15 кГс.

Плазма в реакторе-ГДЛ представляет собой равнокомпонентную смесь дейтерия и трития с температурой в 10-15 кэВ; температура электронов в 2+3 раза ниже. Энергия инъекции в несколько раз превышает температуру ионов, поэтому в системе обязательно присутствует некоторое количество не успевших замедлиться быстрых частиц [2]. Однако вклад их в ядерное энерговыделение не слишком велик [4]: при $Q \geq 3$ основное энерговыделение обусловлено реакциями между тепловыми частицами.

Если увеличить энергию инъекции и одновременно снизить температуру плазмы (для этого в систему нужно начать вводить не только быстрые, но и медленные частицы), то основную роль станут играть реакции между быстрыми и медленными частицами. Такая схема не дает особых преимуществ для установки масштаба термоядерного реактора [4], но может представлять интерес в применении к установкам меньшего масштаба - типа нейтронных источников для технологических исследований. Отметим, что уже имеются тщательно проработанные проекты [5,6] источников такого рода на основе амбиполярных ловушек. В отличие от работ

[5,6], в настоящей статье не обсуждаются детали конструкции, а выявляются лишь принципиальные возможности системы.

Мы рассматриваем двухкомпонентный вариант ГДЛ с относительно холодной основной (дейтериевой) плазмой и с малой примесью быстрых ионов трития, которые, с одной стороны, участвуют в реакциях с ядрами дейтерия и, тем самым, генерируют нейтроны, а, с другой стороны, являются источником энергии для основной плазмы.

Особенностью принятого нами двухкомпонентного варианта является то, что инжектированные ионы тормозятся на электронах намного быстрее, чем рассеиваются на ионах плазмы. Поэтому их угловое распределение мало отличается от углового распределения первичных нейтралов, которое можно сделать достаточно узким. Это обстоятельство, как будет видно из дальнейшего (разд.5), позволяет добиться значительного локального усиления плотности потока нейтронов, что представляет интерес для быстрого накопления необходимой дозы нейтронного облучения при технологических испытаниях материалов.

Ионы плазмы (дейтоны) получают энергию от электронов, и поэтому их температура в несколько раз ниже, чем у электронов^{*)}. Это обстоятельство существенно в ряде отношений (см. ниже).

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СИСТЕМЕ

Как уже отмечалось выше, при инъекции высокоэнергетических частиц в холодную плазму они передают свою энергию, главным образом, электронам. Поэтому в системе устанавливается состояние плазмы с $T_e \gg T_i$. Относящиеся к этому случаю расчеты потерь частиц и энергии можно найти в работе [2]. Полагая в формулах (15) и (16) этой работы $T_i = 0$, находим, что поток частиц в пробке равен

$$q = n \sqrt{\frac{T_e}{e M_D}} \approx 0.607 n \sqrt{\frac{T_e}{M_D}}, \quad (2)$$

где e - основание натуральных логарифмов, n - плотность плазмы в центре ловушки, M_D - масса дейтонов (основной компоненты плазмы).

*) В отличие от ситуации в ГДЛ-реакторе, где ионная температура выше электронной.

Пользуясь результатами работы [2], нетрудно также установить, что с каждым электроном в среднем выносится из ловушки энергия, равная $6 T_e$, т.е. поток энергии в пробке есть

$$W = 6 q T_e \approx 3.64 T_e n \sqrt{\frac{T_e}{M_D}} \quad (3)$$

Обозначая мощность, инжектируемую в ловушку, через $P_{инж}$, можно записать следующее уравнение энергетического баланса:

$$2W \frac{H_{min}}{H_{max}} \pi a^2 = P_{инж}, \quad (4)$$

где a — радиус плазмы на участке однородного магнитного поля. При заданной плотности плазмы уравнение (4) позволяет найти температуру электронов.

Температуру ионов можно найти, если учесть, что с каждым ионом из области однородного магнитного поля уходит энергия, равная $\frac{5}{2} T_i$ (энтальпия на одну частицу):

$$2 \cdot \frac{5}{2} T_i q \frac{H_{min}}{H_{max}} = 3 n \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} L, \quad (5)$$

где L — длина однородной части ловушки,

$$\tau_{ei} = \frac{M_D}{m} \tau_e, \quad (6)$$

а τ_e определяется формулой (2.5e) работы [7]. В типичных условиях двухкомпонентной ГДЛ T_i оказывается в несколько раз ниже, чем T_e . Этим оправдывается использование формул (2) и (3), относящихся к случаю, когда $T_e \gg T_i$.

Состояние плазмы в ГДЛ удобно характеризовать безразмерными параметрами

$$\beta = 8 \pi n T_e / H_{min}^{(v)2}, \quad (7)$$

$$N = a / r_L \quad (8)$$

$$R = H_{max} / H_{min}^{(v)}, \quad (9)$$

где $H_{min}^{(v)}$ — вакуумное магнитное поле на однородном участке ловушки, а r_L — ларморовский радиус дейтронов, рассчитанный по магнитному полю, ослабленному из-за диамагнетизма плазмы:

$$r_L = \frac{M_D}{e H_{min}} \sqrt{\frac{\pi T_e}{2 M_D}}, \quad (10)$$

$$H_{min} = H_{min}^{(v)} \sqrt{1 - \beta}. \quad (11)$$

Подчеркнем, что входящее в формулы (4), (5) значение H_{min} также должно вычисляться по формуле (11).

Поскольку имеет место неравенство $T_e \gg T_i$, мы вычисляем ларморовский радиус ионов по температуре электронов — именно такая величина r_L входит в формулы; определяющие условия возбуждения дрейфовой турбулентности (см. [12]).

Задавая мощность инжекции $P_{инж}$, напряженность магнитного поля в пробке H_{max} (*) и безразмерные параметры R , β и N , можно найти основные параметры плазмы: n , T_e и a . Мы приведем соответствующие формулы в "практических" единицах:

$$T_e = \left(\frac{P_{инж} R \sqrt{1 - \beta}}{65 \beta N^2} \right)^{2/3}, \quad (12)$$

$$n = 2,5 \cdot 10^{13} \beta \frac{H_{max}^2}{R^2 T_e} = 4 \cdot 10^{14} \frac{H_{max}^2 N^{1/3} \beta^{5/3}}{R^{3/3} P_{инж}^{2/3} (1 - \beta)^{1/3}}, \quad (13)$$

$$a = \frac{5,8 N R \sqrt{T_e}}{H_{max} \sqrt{1 - \beta}} = 1,45 \frac{N^{1/3} R^{1/3} P_{инж}^{1/3}}{H_{max} [\beta (1 - \beta)]^{1/3}}; \quad (14)$$

здесь всюду T_e измеряется в кэВ, $P_{инж}$ — в МВт, H_{max} — в кГс, a — в см., n — в см⁻³. Чтобы найти температуру ионов (по формуле (5)), нужно задать еще длину ловушки L .

Существенным для дальнейшего физическим параметром является время жизни частиц в ловушке τ_{ll} , определяемое как отношение полного числа частиц в ловушке $\pi a^2 L n$ к скорости потерь

*) Эту величину можно не исправлять на давление плазмы, т.к. в пробке всегда $\beta \ll 1$.

через пробки $2q \pi a^2 \frac{H_{\min}}{H_{\max}}$

$$\tau_{\parallel} = \frac{L n}{2q} \frac{H_{\max}}{H_{\min}} \approx 0.82 L \sqrt{\frac{M_D}{T_e}} \frac{H_{\max}}{H_{\min}^{(v)} \sqrt{1-\beta}} \quad (I5)$$

В "практических" единицах формула для τ_{\parallel} выглядит следующим образом:

$$\tau_{\parallel} (\text{мсек}) = 3.75 \cdot 10^{-3} \frac{R_0 L (\text{м})}{\sqrt{(1-\beta)} T_e (\text{кэВ})} = 1.5 \cdot 10^{-2} \frac{R^{2/3} N^{2/3} \beta^{1/3}}{P_{\text{инж}}^{1/3} (1-\beta)^{2/3}} L (\text{м}) \quad (I6)$$

Напомним еще раз, что мы всюду считаем, что T_i в несколько раз меньше, чем T_e (что подтверждается окончательным результатом).

3. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БЫСТРЫХ ТРИТОНОВ

Учитывая только торможение быстрых частиц на электронах, для функции распределения быстрых тритонов можно записать следующее уравнение (см. [4,7])

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{\tau'_{ei}} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^3 f + S, \quad (I7)$$

где S - источник частиц, отнесенный к единице фазового объема:

$$S = \frac{P_{\text{инж}}}{\pi a^2 L W^*} \frac{1}{v^{*2}} \delta(v - v^*) \cdot \frac{1}{4\pi \sin^2 \theta^*} [\delta(\theta - \theta^*) + \delta(\theta - \pi + \theta^*)]. \quad (I8)$$

В последнем выражении θ^* -pitch-угол инжектируемых тритонов, W^* - их энергия, v^* - скорость, при которой ведется инъекция ($v^* = \sqrt{2W^*/M_T}$, M_T - масса тритонов). Наличие двух дельта-функций учитывает отражение частиц от пробок (длина торможения быстрых частиц предполагается существенно большей, чем L). Штрих у величины τ'_{ei} указывает, что при вычислении ее по формуле (6) следует заменить M_D на M_T .

Стационарное решение уравнения (I7) имеет вид:

$$f = A \frac{\delta(\theta - \theta^*) + \delta(\theta - \pi + \theta^*)}{4\pi \sin^2 \theta^* v^3} \cdot \begin{cases} 1, & v < v^* \\ 0, & v > v^* \end{cases}, \quad (I9)$$

где

$$A = \frac{P_{\text{инж}}}{\pi a^2 L W^*} \tau'_{ei}. \quad (20)$$

Плотность быстрых частиц есть

$$n^* = 2\pi \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \int_0^{\infty} v^2 f dv. \quad (21)$$

Интеграл по скоростям формально имеет логарифмическую расходимость в области малых скоростей. Фактически же в этой области становится существенным рассеяние быстрых частиц на ионах плазмы и происходят потери быстрых частиц через пробки. Скорость v_1 , при которой начинаются потери, составляет несколько тепловых скоростей ионов. Ее точное значение несущественно, поскольку n^* зависит от не лишь логарифмически. В результате имеем:

$$n^* = \frac{P_{\text{инж}}}{\pi a^2 L W^*} \tau'_{ei} \ln \frac{v^*}{v_1}. \quad (22)$$

Полезно еще вычислить продольное p_{\parallel}^* и поперечное p_{\perp}^* давления быстрой компоненты:

$$p_{\parallel}^* = 2\pi M_T \int_0^{\pi} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta \int_0^{\infty} v^4 f dv, \quad (23)$$

$$p_{\perp}^* = \pi M_T \int_0^{\pi} \sin^3 \theta d\theta \int_0^{\infty} v^4 f dv.$$

Интегралы по скоростям быстро сходятся при $v \rightarrow 0$ и поэтому практически не зависят от параметра v_1 :

$$p_{\parallel}^* = \cos^2 \theta^* \frac{P_{\text{инж}}}{\pi a^2 L} \tau'_{ei}, \quad (24)$$

$$p_{\perp}^* = \sin^2 \theta^* \frac{P_{\text{инж}}}{\pi a^2 L} \tau'_{ei}$$

Мощность, выделяемая в единице объема плазмы в виде термоядерных (14 МэВ) нейтронов, также выражается через функцию распределения быстрых частиц:

$$P_N = 2\pi p_N n \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^\infty \sigma_{DT}(v) v^3 f dv, \quad (25)$$

где $p_N = 14$ МэВ – энергия нейтрона, σ_{DT} – сечение D-T-реакции. Аналитическое выражение для σ_{DT} можно найти в работе [9]; график его в зависимости от энергии инжектируемых тритонов приведен на рис.2.

Интегрирование по углу в (25) проводится элементарно, после чего выражение для P_N принимает вид

$$P_N = p_N n \frac{P_{инж} \tau'_{ei}}{W^*} \int_0^{v^*} dv \cdot \sigma(v) = n \tau'_{ei} P_{инж} G(W^*), \quad (26)$$

где $P_{инж}$ – плотность энергии вводимой в систему; $P_{инж} = P_{инж} / \pi a^2 L$, а через $G(W^*)$ обозначена функция

$$G(W^*) = (P_N / W^*) \int_0^{v^*} \sigma(v) dv.$$

Как видно из рис.3, на котором приведен график функции $G(W^*)$ при $W^* = 240$ кэВ функция $G(W^*)$ имеет максимум, равный $0,4 \cdot 10^{-13}$. Интересуясь максимальным производством нейтронов, будем считать, что $W^* = 240$ кэВ. Подставив в (26) выбранное значение $G(W^*)$ и выражение (6) для τ'_{ei} , получим удобную формулу, в которой P_N выражается в тех же единицах, что и $P_{инж}$

$$P_N = 0,155 T_e^{3/2} (\text{кэВ}) P_{инж}. \quad (27)$$

4. ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ ДЛЯ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА

Качество системы как нейтронного источника мы будем характеризовать величиной потока энергии нейтронов на поверхности плазмы:

$$Q_N = \frac{a P_N}{2}. \quad (28)$$

Разумеется, испытуемый образец будет располагаться на некотором расстоянии от поверхности плазмы, так что воздействующий на него нейтронный поток будет в a'/a раз меньше (a' – расстояние образца до оси системы).

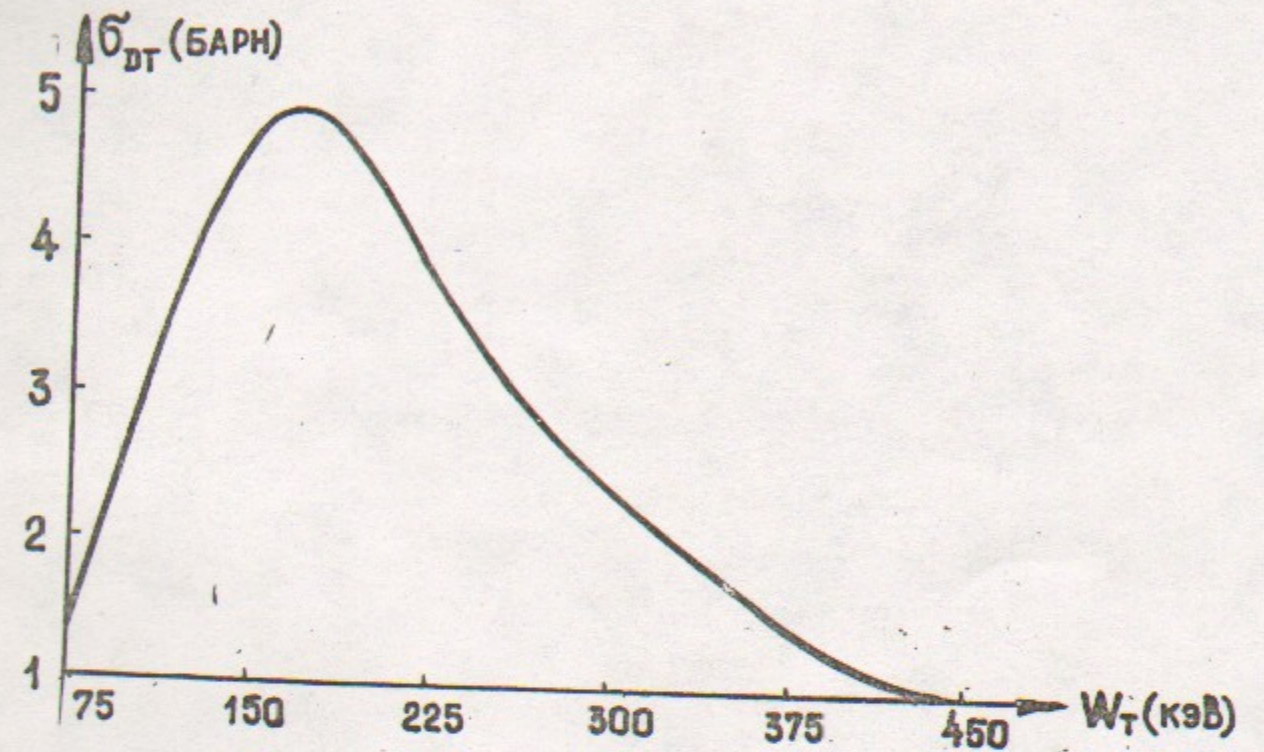


Рис.2. Зависимость сечения D-T реакции от энергии тритонов.

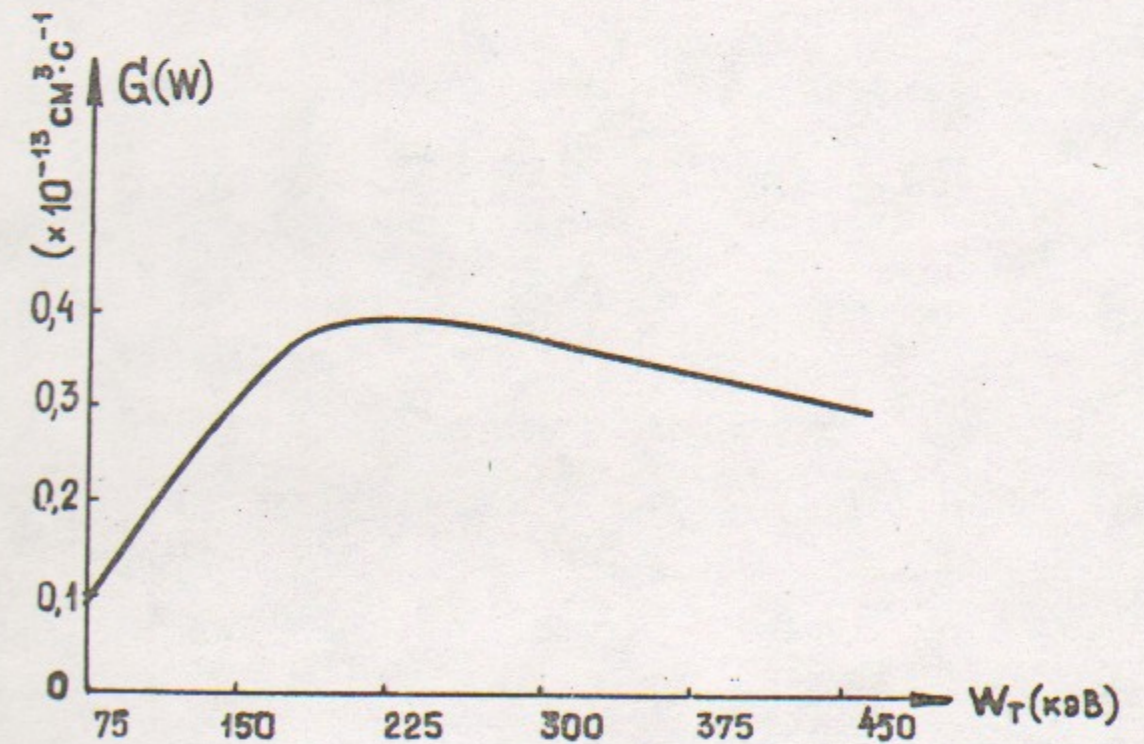


Рис.3. Функция $G(W)$.

Величина Q может быть выражена с помощью формул (I2)-(I4) и (6) через "внешние" параметры задачи (H_{max} , L , $P_{инж}$) и безразмерные "физические" характеристики системы (β , N , R). Результат имеет вид:

$$Q_N \left(\frac{МВТ}{м^2} \right) = 3.84 \cdot 10^{-2} \frac{P_{инж}^{5/3} H_{max} (1-\beta)^{5/6}}{L(m) R^{1/3} N^{7/3} \beta^{2/3}} \quad (29)$$

Формально отсюда следует, что наилучших результатов при фиксированных значениях N и R можно добиться путем уменьшения β . На самом же деле значение β ограничено снизу из-за того, что при уменьшении β растет давление быстрых частиц (см. (24)), а последнее не должно превышать давления магнитного поля $H_{min}^{(v)^2} / 8\pi$. Разумеется, можно инжектировать тритоны под небольшим углом к оси системы, уменьшая тем самым P_{10}^* и делая незначительным влияние быстрых частиц на радиальное равновесие плазмы* (что мы и будем подразумевать в дальнейшем). Однако, следует помнить, что P_{10}^* также не должно превышать некоторого предельного значения, а именно $H_{min}^2 / 4\pi + P_{10}^*$ - иначе начнется т.н. "шланговая" неустойчивость (см. [10]). Поэтому ниже мы налагаем на P_{10}^* ограничение $P_{10}^* < H_{min}^2 / 4\pi$. Вводя обозначение $\beta_{||}^* = 8\pi P_{10}^* / H_{min}^2$, мы будем записывать это условие в виде

$$\beta_{||}^* < 2. \quad (30)$$

Выражение для $\beta_{||}^*$ через "внешние" параметры задачи можно получить с помощью формул (II) и (24). Это выражение в "практических" единицах имеет вид:

$$\beta_{||}^* = 45 \frac{P_{инж}^2 (1-\beta)^{3/2} R^3}{H_{max}^2 L (\beta N^2)^2} \cos^2 \theta^*. \quad (31)$$

Как видно отсюда, условие $\beta_{||}^* < 2$ действительно ограничивает снизу минимальное значение β .

Из формулы (29) следует, что для получения большого нейтронного потока следует увеличивать H_{max} до предельных технически достижимых значений. Ориентируясь на данные, приводимые

* Индекс "0" у P_{10}^* и P_{10} означает, что эти величины относятся к однородной части ловушки.

в работе [II], мы будем принимать $H_{max} = 250$ кГс.

Формально наибольшему значению Q_N соответствуют небольшие пробочные отношения R (см. (29)), $R = 2+3$ Мн, тем не менее, будем ориентироваться на значения $R = 15+30$. Делать R равным 2 или 3 нецелесообразно по целому ряду причин. Во-первых, в этом случае на однородном участке требуется создавать очень сильное магнитное поле $H_{min} \sim 100$ кГс; во-вторых, при малых R слишком малым становится радиус плазмы a ($a \sim R^{4/3}$, см. (I4)); наконец, в-третьих, при малых R нельзя использовать скользящую инжекцию быстрых частиц - они сразу вылетят в пробку.

Параметр N определяет радиус плазмы в единицах ларморовского радиуса ионов*. Сделать N слишком малым нельзя, поскольку тогда возникает опасность натолкнуться на аномальный поперечный перенос, вызываемый неустойчивостями плазмы с крутым (масштаба нескольких Γ_{Li}) градиентом плотности (см. [12]). В качестве нижней границы N мы берем значение $N = 10$. Для сравнения укажем, что в проекте TASKA-М полагается $N = 6$, в проекте TDF $N = 9$ (N рассчитаны по температуре ионов, масса ионов полагается равной $2,5 m_p$).

Некоторые варианты расчета нейтронных источников, выполненные с учетом сделанных замечаний, приведены в Таблице I. Для всех вариантов считалось, что $H_{max} = 250$ кГс, инжектируемые частицы - тритоны, энергия инжекции 240 кэВ, основная плазма - дейтериевая.

Фигурирующая в таблице I длина L представляет собой длину однородного участка магнитного поля, где сосредоточен основной объем плазмы. Расстояние между пробками может превышать L . Существенно только, чтобы объем плазмы в переходных областях был мал по сравнению с $\lambda \alpha^2 L$.

Ларморовский радиус быстрых тритонов, рассчитанный по их поперечной энергии, всего в 1,5+2 раза меньше радиуса плазмы

* В нашем случае, поскольку $T_e > T_i$ мы вычисляем Γ_{Li} по электронной температуре; в системах типа TDF и TASKA [5,6], где $T_i > T_e$ Γ_{Li} следует рассчитывать по ионной температуре.

на однородном участке, что способствует более однородному распределению тритонов по объему плазмы. Неадиабатические потери быстрых тритонов несущественны, если характерный продольный масштаб изменения магнитного поля превышает их ларморовский радиус, рассчитанный по полной энергии. Это условие подразумевается выполненным.

Ларморовский радиус α -частиц, рождающихся в D-T-реакции, составляет примерно 25 см и превышает радиус плазмы. Если воздействие α -частиц на испытуемый образец требуется исключить, образец следует закрыть защитным экраном.

5. ВОЗМОЖНОСТЬ ЛОКАЛЬНОГО УСИЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ

Как видно из расчетов, инъекцию нейтралов в систему для уменьшения их вклада в поперечное давление надо вести под малым углом к оси. Такой способ инъекции выгоден еще тем, что позволяет получить локальное усиление плотности нейтронного потока в областях перехода от однородного магнитного поля центральной части к пробкам. Действительно, если угловой разброс не успевших замедлиться частиц достаточно мал, их продольная скорость обращается в нуль вблизи точек $H = H^*$, где текущее пробочное отношение

$$H^*/H_{\min} = \sin^{-2}\theta^* \quad (32)$$

Очевидно, что плотность быстрых ионов здесь будет выше, чем в центральной части соленоида, поскольку, если бы все инжектированные ионы испытывали отражение в одной точке, то их плотность обращалась бы здесь в бесконечность по закону $n^* \propto [H^* - H(z)]^{-1/2}$. Сглаживание особенности может происходить как за счет конечной угловой ширины функции распределения ионов, так и за счет конечности параметра β .

В первом случае координата точек отражения приобретает продольный разброс на каждой отдельной силовой линии, и поэтому их плотность нигде в бесконечность не обращается. Во втором случае эффект обусловлен тем, что из-за радиальной неоднородности давления у магнитного поля на однородном участке H_{\min}

Таблица I

N [*]	R _{инж} (МВТ)	β	R	N	Q _N (МВТ/м ²)	L (м)	a (см)	a _{np} (см)	n ^{10⁻¹⁴} (см ⁻³)	T _e (кэВ)	T _i (кэВ)	β_{ii}^*	τ_{ii} (мсек)	I _{от} (экв. А)	I _{од} (экв. кА)	η (%)
1	10	0,05	25	16	0,39	2,7	6,6	1,2	2,9	0,43	0,06	1,8	0,42	41,5	4,1	0,075
2	10	0,1	27	11,4	0,45	3	5,3	1,8	4,9	0,43	0,12	1,8	0,52	41,5	4	0,078
3	20	0,02	22	30	0,39	4	11,5	2,3	1,3	0,5	0,035	1,76	0,5	83	7	0,1
4	20	0,05	20	17,3	0,75	4	6,3	1,3	3,7	0,52	0,075	1,8	0,45	83	6,5	0,1
5	50	0,05	20	22	0,8	10	9,3	1,9	3,0	0,7	0,11	1,7	0,97	210	13,3	0,16
6	50	0,1	20	15	1,16	10	6,6	1,3	5,4	0,72	0,2	1,8	0,99	210	11,9	0,16

Обозначения: a_{np} - радиус плазмы в пробке; $a_{np} = a \sqrt{H_{\min}/H_{\max}}$;

$I_{от}$ (экв. А) - ток нейтралов трития; $I_{от} = R_{инж}/W^*$; $I_{од}$ (экв. кА) - ток нейтралов дейтерия; $I_{од} = 10^{-3}$

$$\frac{enLa^2L}{T_{ii}}; \eta(\%) - \text{процент выгорания трития}; \eta = 10^2 \frac{I_N}{I_{от}}, \text{ где } I_N = \frac{2\pi a L Q_N}{R_N}.$$

появляется зависимость от радиуса (см.(II)). Это приводит к тому, что продольная координата точек отражения тритонов, определяемая из уравнения (32), начинает зависеть от магнитной поверхности. Хотя при этом формально на каждой силовой линии плотность все же обращается в бесконечность в точках отражения, однако, координаты этих точек на разных магнитных поверхностях разные и интегрально по всему сечению число частиц особенности уже не имеет.

Грубое сравнение роли двух этих эффектов можно произвести, рассматривая их вклад в изменение величины μH , определяющей продольную скорость частиц в области компрессии. Учитывая, что $\mu \propto \sin^2 \theta$ приходим к неравенству:

$$\frac{2\Delta\theta^*}{\theta^*} \gg \frac{\beta + \beta^*}{2}$$

в случае выполнения которого рассеяние по углу важнее, чем эффекты конечности β . Если ориентироваться на типичные значения $\theta^* = 1/3$, $\Delta\theta^* = 0,1$, $\beta \approx 0,1$, $\beta^* \approx 0,2$, то видно, что в наших условиях величина эффекта компрессии определяется рассеянием по углу, а не конечностью β .

Для количественного анализа влияния уширения функции распределения воспользуемся уравнением (I7), добавив в правую часть (I7) слагаемое, описывающее рассеяние быстрых ионов на медленных:

$$St_{\theta}(f) = \frac{1}{\tau_{ii}(v) \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta},$$

где $\tau_{ii}^{-1} = \frac{2\pi \Lambda e^4 n}{M_T^2 v^3}$.

Так как рассеяние и торможение быстрых ионов обусловлено, в основном, центральным участком соленоида, при решении уравнения (I7), можно не переходить к интегралам движения ϵ , μ и не проводить процедуру усреднения по Z . Используя это обстоятельство и учитывая, что угол инжекции и угловое уширение $\Delta\theta^*$ малы ($\theta^* \ll 1$, $\Delta\theta^* \ll 1$) нетрудно получить решение, аналогичное (I9), (20), но с учетом углового разброса

$$f = \frac{P_{инж} v^{-3}}{4\pi^2 W a^2 L} \frac{\tau_{ei}}{\sin \theta^*} \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\theta^*} \left(e^{-\frac{(\theta - \theta^*)^2}{\Delta\theta^{*2}}} + e^{\frac{(\theta + \theta^*)^2}{\Delta\theta^{*2}}} \right), \quad (33)$$

где полуширина $\Delta\theta^*$ выражается формулой

$$\Delta\theta^* = 2 \sqrt{\frac{\tau_{ei}}{3\tau_{ii}(v)} \left[1 - \left(\frac{v}{v^*} \right)^3 \right]}. \quad (34)$$

Видно, что $\Delta\theta^*$ быстро растет с уменьшением скорости частиц. Для того, чтобы количественно определить меру углового уширения, условимся понимать под этой величиной значение функции (34) в точке $v = v^*/\sqrt{2}$, т.е. при уменьшении энергии вдвое по сравнению с энергией инжекции. Тогда для $\Delta\theta^*$ справедлива следующая формула:

$$\Delta\theta^* = 11 (T_e / W^*)^{3/4} \quad (35)$$

При значениях $T_e \approx 0,5$ кэВ, $W^* = 240$ кэВ, $\Delta\theta^* = 0,11$.

Для нахождения профиля плотности $n^*(H)$ вблизи точки остановки необходимо выразить θ и v в (33) через интегралы движения $\epsilon = M_T v^2/2$ и $\mu = (M_T v^2/2H) \sin^2 \theta$ и вычислить интеграл:

$$n^*(H) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{2}{M_T} \right)^{3/2} H \int d\epsilon d\mu \frac{f(\epsilon, \mu)}{\sqrt{\epsilon - \mu H}}. \quad (36)$$

Отметим, что здесь и ниже мы будем пренебрегать влиянием амбиполярного электрического поля на движение быстрых ионов, т.к. $T_e \ll W^*$.

Вычисления интеграла (36) с функцией (33) и интеграла (25) для P_N весьма громоздки из-за наличия зависимости $\Delta\theta^*(v)$ в (34). Поэтому, чтобы оценить величину эффекта компрессии, мы проведем вычисления для упрощенной угловой зависимости, заменяя экспоненциальный профиль (33) прямоугольным с полушириной $\Delta\theta^*$ (см. (35)) одинаковой для всех значений v . Эта процедура может быть оправдана тем, что главный вклад в интеграл (25) для P_N обусловлен частицами с $W \gtrsim W^*/2$, а вклад от малых энергий экспоненциально мал в силу соответствующей зависимости $\sigma_{DT}(v)$.

Результат вычисления интеграла (36) от соответствующей функции распределения выражается следующими формулами:

$$n(H) = \frac{n^*}{2\theta^* \Delta\theta^*} \begin{cases} 2\theta^* \Delta\theta^*, & H = H_{\min} \\ \left[1 - (\theta^* - \Delta\theta^*)^2 \frac{H}{H_{\min}} \right]^{1/2} - \left[1 - (\theta^* + \Delta\theta^*)^2 \frac{H}{H_{\min}} \right]^{1/2}, & 1 \leq H/H_{\min} \leq (\theta^* + \Delta\theta^*)^{-2} \\ \left[1 - (\theta^* - \Delta\theta^*)^2 \frac{H}{H_{\min}} \right]^{1/2}, & (\theta^* + \Delta\theta^*)^{-2} \leq H/H_{\min} \leq (\theta^* - \Delta\theta^*)^{-2} \\ 0, & (\theta^* - \Delta\theta^*)^{-2} \leq H/H_{\min}. \end{cases}$$

Здесь учтено, что $\theta^* \ll 1$, $\Delta\theta^* \ll 1$. Зависимость $n^*(H)$ изображена на рис.4. Видно, что максимум плотности достигается в точке $H = (\theta^* + \Delta\theta^*)^{-2} H_{\min}$ и составляет $n_{\max}^* = n^* / \theta^{*2/2} \Delta\theta^{*1/2}$.

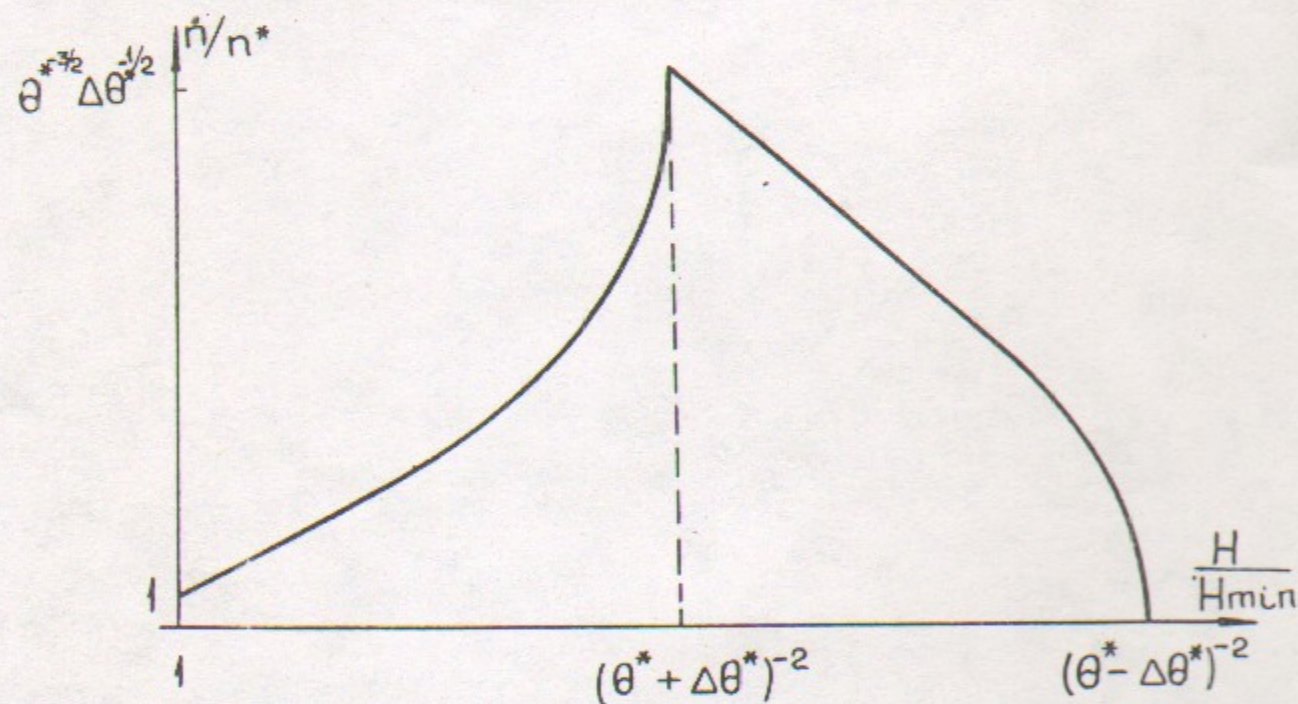


Рис.4. Зависимость плотности тритонов от напряженности магнитного поля.

Поскольку радиус плазмы вблизи точки компрессии уменьшается пропорционально θ^* , суммарный выигрыш в плотности потока нейтронов составляет, согласно формуле (28), величину $(\theta^* \Delta\theta^*)^{-1/2}$. В рассмотренном выше численном примере $T_e = 0,5$ кэВ, $W^* = 240$ кэВ, $\theta^* = 0,3$ поток нейтронов на единицу площади образца в области компрессии получается в 5,6 раз

больше, чем на участке однородного магнитного поля. Величина коэффициента усиления

$$\xi = (\theta^* \Delta\theta^*)^{-1/2}$$

для других вариантов приведена в Таблице 2.

Таблица 2

№	ξ	$\xi \cdot Q_N$ (МВт/м ²)	a_{\min} (см)	τ_{ei} (мс)	τ_{ii} (мс)	$\Delta\theta^*$
1	5,6	2,2	2,2	3,7	359	0,096
2	5,6	2,54	1,8	2,2	213	0,096
3	5,2	2,04	3,8	10	800	0,11
4	5,3	3,9	2,1	3,85	281	0,105
5	4,7	3,76	3,1	7,4	347	0,135
6	4,7	5,45	2,2	4,3	193	0,136

Через a_{\min} в Таблице 2 обозначен радиус плазмы в точке отражения горячих тритонов: $a_{\min} = a \cdot \theta^*$.

6. МГД-УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ

Как уже отмечалось во Введении, желобковая устойчивость газодинамической ловушки обеспечивается наличием запробочной плазмы (в данном случае – холодной дейтериевой плазмы, свободно истекающей из системы вдоль магнитного поля). Количественно эффект стабилизации рассматривается в работе [3]. Здесь мы ограничимся только оценками, которые, впрочем, все равно позволяют сделать вывод о большом запасе устойчивости.

Из формулы (176) работы [2] следует, что система устойчива относительно желобковых возмущений, если выполнено условие

$$\int dz \left(\frac{2\rho T_e}{M_D} + p_{||}^* + p_{\perp}^* + \rho v^2 \right) r^3 \frac{d^2 r}{dz^2} > 0$$

где ρ – плотность плазмы, v – ее массовая скорость, а $r =$

$r(z)$ - уравнение граничной магнитной силовой линии. Имеется в виду, что справедливо параксиальное приближение. Разбивая интеграл на два - от центра ловушки до точки максимума магнитного поля в пробке (область I) и от этой точки до поглотителя плазмы (область 2), - получим условие устойчивости в виде:

$$\int_2 dz \left(\frac{2pT_e}{M_D} + \rho v^2 \right) r^3 \frac{d^2 r}{dz^2} > - \int_1 dz (p_{||}^* + p_{\perp}^*) r^3 \frac{d^2 r}{dz^2}. \quad (37)$$

Мы учли, что внутри ловушки основной вклад в давление вносят быстрые тритоны, и что, напротив, в запробочной области их нет.

Из закона сохранения вещества имеем $\rho = M_D a_{np}^2 q / r^2 v$, где q - поток частиц в пробке, определяемый формулой (2). Соответственно,

$$\int_2 = a_{np}^2 q \int_2 dz \left(\frac{2T_e}{v} + M_D v \right) r \frac{d^2 r}{dz^2}. \quad (38)$$

В плазме с $T_e \gg T_i$

$$v = \sqrt{\frac{T_e}{M_D} (1 + 2 \ln J_{np}/q)},$$

т.е. скорость течения растет до самого поглотителя. Для расширителей с достаточно быстро расходящимися силовыми линиями основной вклад в интеграл (38) вносит область около поглотителя (грубо говоря, область, где r меняется от $a_{погл}/2$ до $a_{погл}$). Здесь скорость v существенно больше, чем $\sqrt{T_e/M_D}$ и первым слагаемым в круглых скобках в интеграле (38) можно пренебречь. Полагая приближенно $v \approx \sqrt{\frac{2T_e}{M_D} \ln H_{max}/H_{погл}}$ находим

$$\int_2 \approx a_{np}^2 q M_D \sqrt{\frac{2T_e}{M_D} \ln H_{max}/H_{погл}} \int_2 r \frac{d^2 r}{dz^2} dz. \quad (38')$$

Определим "длину расширителя" $L_{расш}$ как расстояние, на котором магнитное поле увеличивается в 2 раза при движении от поверхности поглотителя к середине ловушки, и рассмотрим степенные зависимости $r(z)$ в расширителе:

$$r(z') = a_{погл} \left[\frac{L_{расш}}{L_{расш} + z' (2^{\frac{1}{2k}} - 1)} \right]^k,$$

где z' отсчитывается теперь от поверхности поглотителя. Для зависимостей такого вида интеграл (38') локализован при $z \leq L_{расш}$. Вычисления дают:

$$\int_2 = \frac{k(k+1) (2^{\frac{1}{2k}} - 1)}{(2k+1) R} \frac{a^4 p}{L_{расш} H_{погл}} \sqrt{\frac{2}{e} \ln \frac{H_{max}}{H_{погл}}}, \quad (38'')$$

где p - давление дейтериевой плазмы внутри ловушки (мы учли, что $H_{погл} a_{погл}^2 = H_{min} a^2$)

Найдем теперь интеграл по области I (см. (37)). Основной вклад в него (из-за наличия множителя r^3) вносит участок пробки, непосредственно примыкающий к однородной части ловушки. Так как при магнитных полях, не слишком близких к значению $H = H^*$ (где происходит остановка быстрых частиц), $p_{||} \propto H \propto a^2/r^2$, а $p_{\perp}^* \ll p_{||}^*$, имеем в области перехода от однородного поля к пробке: $p_{||}^* + p_{\perp}^* \approx p_{||0}^* a^2/r^2$, т.е.

$$\int_1 \approx p_{||0}^* a^2 \int_1 r \frac{d^2 r}{dz^2} dz \quad (39)$$

Примем следующую зависимость $r(z')$ в области перехода:

$$r(z'') = a / \left(1 + \frac{z''^2}{L_{np}^2} \right)^{1/2},$$

где L_{np} имеет смысл длины, на которой магнитное поле возрастает от H_{min} до $2H_{min}$, а z'' отсчитывается теперь от той точки, где начинается возрастание магнитного поля. Для такой зависимости $r(z'')$

$$\int_1 \approx - \frac{\pi}{16} p_{||}^* \frac{a^4}{L_{np}} \quad (39')$$

Подставляя выражения (38'') и (39') в (37), окончательно получаем критерий устойчивости в виде:

$$\frac{k(k+1)(2^{\frac{1}{2k}-1})}{(2k+1)R} \sqrt{\frac{2}{e} \ln \frac{N_{max}}{N_{погл}}} \frac{N_{min}}{N_{погл}} > \frac{\pi}{16} \frac{P_{по}^*}{P} \frac{L_{расш}}{L_{пр}}$$

Полагая здесь $P_{по}^*/P = 20$, $L_{расш} = 4$ м, $L_{пр} = 2$ м, $R = 25$, $k = 1$, находим, что должно выполняться неравенство:

$$\frac{N_{погл}}{N_{min}} < 1.2 \cdot 10^{-3} \sqrt{\ln \frac{N_{max}}{N_{погл}}}$$

т.е. поле на поглотителе должно быть меньше 20+30 Гс. Соответственно, площадь поглотителя, равная $\pi a^2 N_{min}/N_{погл}$ в типичных условиях должна составлять несколько квадратных метров. Эта величина сравнима с площадью поглотителей, применяемых на современных открытых ловушках (см. [13,14]).

При выполнении вышеупомянутых условий запас устойчивости системы по отношению к желобковым возмущениям будет исчисляться множителем 2÷3, что кажется вполне достаточным. Тем не менее, можно еще увеличить запас устойчивости, если применить специальное профилирование магнитного поля внутри ловушки — такое, чтобы точка остановки быстрых ионов (см. разд. 5) находилась в области большой благоприятной кривизны силовых линий^{*)}. В принципе, таким способом, при характерных для нашей задачи малых значениях $\Delta\theta^*$, можно полностью стабилизировать систему даже в отсутствие расширителей. Однако, в настоящее время, использование этой возможности кажется необязательным.

Баллонные моды в аксиально-симметричных системах дают обычно предельные значения β порядка единицы. Расчеты, выполненные О.А.Бушковой и В.В.Мирновым для газодинамической ловушки, показывают, что в ней достижимы предельные β , превышающие 0,7.

7. УСЛОВИЯ ЗАХВАТА БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ

При энергии инжекции тритонов $W^* = 240$ кэВ основную роль в их захвате играет их обдирка при столкновениях с ионами плазмы и ионизация электронами. Некоторый вклад вносит также пере-

*) Расчеты этого эффекта можно найти в работе [15].

зарядка на ионах плазмы. Длина λ_* , на которой происходит ослабление первичного потока нейтралов в e раз определяется формулой:

$$\lambda_*^{-1} = n (\sigma_i(v^*) + \sigma_{cx}(v^*) + \frac{\langle \sigma_e v \rangle}{v^*}), \quad (40)$$

где σ_i — сечение обдирки ионами, σ_{cx} — сечение перезарядки, σ_e — сечение ионизации электронным ударом, угловые скобки означают усреднение по функции распределения электронов, v^* — скорость быстрого нейтрала, n — плотность плазмы. Графики зависимостей σ_i, σ_{cx} от W^* и $\langle \sigma_e v \rangle$ от T_e приведены на рис. 5 и 6.

Захват быстрых нейтралов определяется "оптической толщиной" плазмы \varkappa , равной отношению длины пути пучка в плазме $2a/\sin\theta^*$ к λ_* :

$$\varkappa = \frac{2a}{\lambda_* \sin\theta^*} \quad (41)$$

"Оптическая толщина" не должна быть существенно меньше единицы, т.к. иначе будет слишком мала эффективность захвата нейтралов в плазме (при $\varkappa = 1$ она составляет примерно 70%). С другой стороны, \varkappa не должно быть слишком большим, поскольку в противном случае поглощение будет происходить лишь в поверхностных слоях плазмы. Впрочем, при $\varkappa = 2+3$ все еще можно добиваться квазиоднородного захвата нейтралов путем большей или меньшей их фокусировки на ось системы. В частности, если атомы трития фокусируются строго на ось системы, то распределение их плотности $n_{от}(r)$ по радиусу определяется формулой

$$\frac{n_{от}(r)}{n_{от}(a)} = \frac{a}{r} \frac{e^{\varkappa r/2a} + e^{-\varkappa r/2a}}{e^{\varkappa/2} + e^{-\varkappa/2}} \quad (42)$$

При $\varkappa = 3$ минимум отношения $n_{от}(r)/n_{от}(a)$ меньше единицы всего на 0,04, а при $\varkappa = 4$ — на 0,2. Поэтому мы будем считать приемлемыми значения \varkappa от 1 до 4. Для вариантов, перечисленных в Таблице 1, значения \varkappa приведены в Таблице 3.

Чтобы поддержать стационарное состояние плазмы дейтериевой мишени, в систему необходимо вводить атомарный дейтерий^{**)}.
**) Это можно делать, например, путем инжекции дейтериевых крупинок.

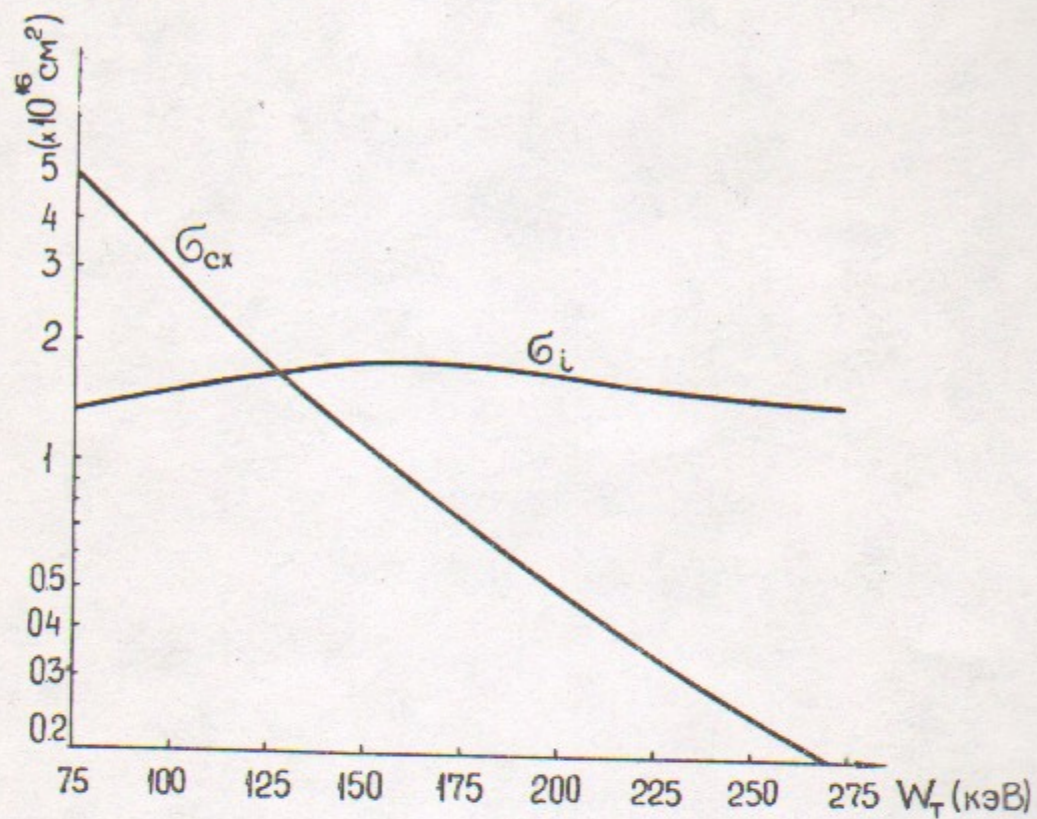


Рис.5. Сечения обдирки ионами σ_i и перезарядки на нейтралах σ_{cx} в зависимости от энергии тритона.

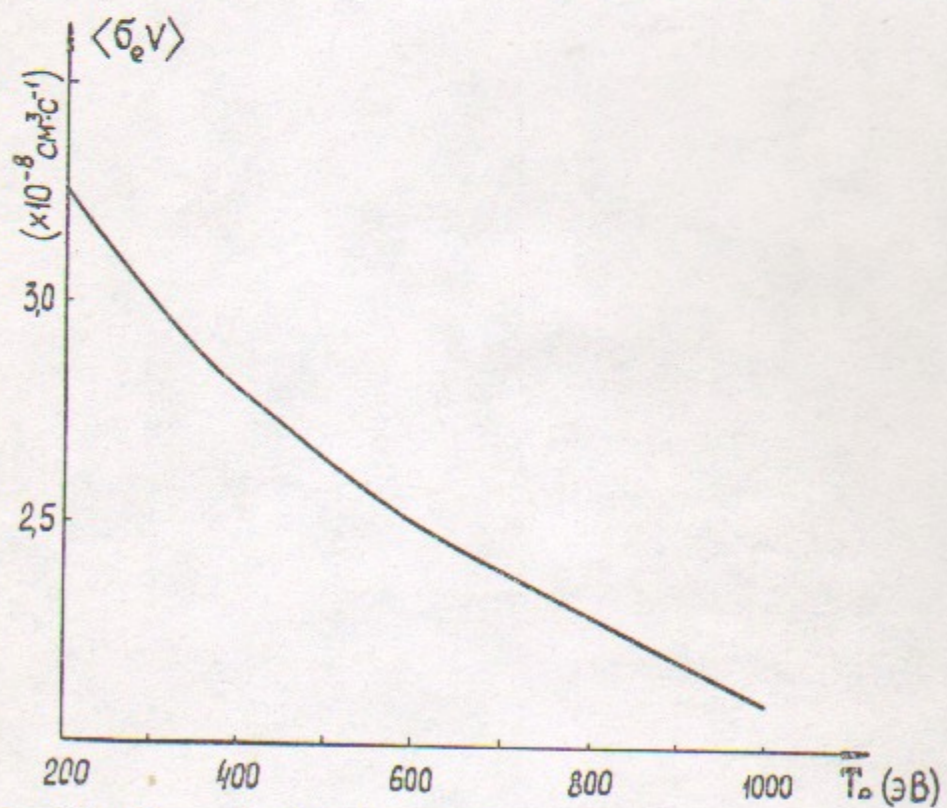


Рис.6. $\langle \sigma_e v \rangle$ - в зависимости от T_e .

Из условия стационарности состояния мишени можно найти необходимую концентрацию атомарного дейтерия в плазме

$$n_{од} = \frac{1}{\tau_{II} \langle \sigma_e v \rangle}, \quad (43)$$

где τ_{II} - время жизни плазмы, определяемое формулой (15). Наличие в системе атомарного дейтерия может приводить к потере быстрых тритонов вследствие их перезарядки. Для только что инжектированных тритонов время жизни относительно перезарядки есть

$$\tau_{cx} = \frac{1}{n_{од} \sigma_{cx}(v^*) v^*} = \tau_{II} \frac{\langle \sigma_e v \rangle}{\sigma_{cx}(v^*) v^*}. \quad (44)$$

Значение вычисленного по этой формуле времени τ_{cx} для вариантов I-6 содержится в Таблице 3.

Таблица 3

$N_{од}^e$	τ_{II} (мсек)	τ_{cx} (мсек)	$\tau'_{торм}$ (мсек)	κ
I	0,42	0,8	1,85	1,9
2	0,52	0,8	1,1	3,9
3	0,5	1,44	5	3,5
4	0,45	1,1	1,9	2,23
5	0,97	2,06	3,7	4,1
6	0,99	1,52	2,1	5,3

Указанный канал потерь быстрых тритонов заведомо не представляет опасности, если τ_{cx} превышает время торможения тритонов $\tau_{торм}^* (\approx 0,5 \tau'_{торм})$. Если же это не так, то значимость перезарядных потерь зависит еще от "оптической толщины" κ : при $\kappa > 2+3$ большая часть возникших из-за перезарядки быстрых тритонов снова захватится в плазме. Кроме того, не исключено, что при введении в систему нейтрального дейтерия в виде крупинок, их ионизация будет происходить на ранней стадии, когда они

еще представляют собой плотные объекты, "непрозрачные" для нейтралов; поэтому формулу (44) следует рассматривать как нижнюю оценку τ_{cx} .

8. МИКРОНЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ

Анизотропия функции распределения инжектируемых ионов может служить источником различных кинетических неустойчивостей в плазме. Если считать плазму однородной и пренебрегать угловым рассеянием быстрых частиц (т.е. пользоваться выражением (19) для их функции распределения), то система формально окажется неустойчивой относительно возбуждения альфеновских и магнитозвуковых волн на резонансах $\omega - k_{\perp} v_{\parallel} = \pm n \omega_{H_i}$. Однако, как показывают расчеты (которые будут опубликованы отдельно), радиальная неоднородность плазмы приводит к быстрому изменению k_{\perp} при распространении волнового пакета поперек магнитного поля. Пакет с неизбежностью проводит значительную долю времени в областях значений k_{\perp} , соответствующих затуханию волн, и их рост прекращается.

Дополнительный стабилизирующий эффект оказывают ион-ионные столкновения, частота которых, вследствие низкой температуры ионов, довольно высока.

Могло бы показаться, что горячие ионы должны вызывать возбуждение ионно-звуковой неустойчивости из-за наличия встречных потоков ионов, движущихся вдоль поля (наклонная инжекция!). Легко, однако, показать непосредственным интегрированием функции распределения (19)-(20) по поперечным скоростям, что она спадает в продольном направлении:

$$f(v_{\parallel}) = 2\pi \int f(v_{\perp}) v_{\perp} dv_{\perp} = \frac{1}{2\Lambda_{\perp} |v_{\parallel}|} \quad (49)$$

$\Lambda_{\perp} = \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv_{\perp}}{v_{\perp}}$. При такой функции распределения черенковские резонансы, очевидно, вызывают затухание волн.

9. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наибольший интерес с точки зрения исследования воздействия нейтронов на материалы представляют участки установки вблизи точек поворота быстрых тритонов (см. разд. 5). Здесь при инжекции в установку всего лишь 20 МВт можно иметь плотность нейтронного потока $3,9 \text{ МВт/м}^2$ на поверхности плазмы. Длина области усиленного нейтронного потока зависит от продольного профиля магнитного поля и может быть сделана равной $0,5+1 \text{ м}$ (на каждом конце установки).

Не следует пренебрегать и нейтронным потоком на однородном участке, который можно использовать для испытания более громоздких элементов (например, деталей blankets).

Важным достоинством обсуждаемой схемы нейтронного источника, помимо компактности и относительно маленькой мощности нагрева, является то, что в установке используется лишь одна система нагрева — инжекторы быстрых нейтралов, тогда как в других предложениях речь часто идет о применении трех систем нагрева (быстрые нейтралы, электронно-циклотронный нагрев, ионно-циклотронный нагрев), а также специальных пучков для "откачки" захваченных ионов (см., например, [5]).

Еще одно достоинство нашей схемы состоит в том, что на основной части установки магнитное поле не превышает 10-15 кГс. Это дает возможность ограничиться несверхпроводящим соленоидом и снижает требования по его защите.

Третье достоинство связано с очень малым радиусом плазмы в пробке (см. Табл. I). Поэтому возникает естественное разделение по вакууму торцевых приемников плазмы и центрального объема установки. Малость внутреннего отверстия пробочной катушки упрощает ее конструкцию.

Важно заметить, что область нейтронного выделения находится далеко от пробочных катушек (внутри установки), что облегчает проблему защиты сверхпроводящих элементов этих катушек.

Определенным недостатком рассмотренной схемы может считаться необходимость инжекции быстрых ионов трития ($40+200 \text{ экв. А}$).

Но следует помнить, что третий придется вводить в систему в любом случае, и не вполне очевидно, что его введение в виде крупинки создаст меньше проблем. Во всяком случае, авторы проекта TDF [6] закладывают в проект инъекцию 540 экв.А трития.

Таблица 4 содержит сравнение варианта 4 двухкомпонентной ГДЛ (Табл.1) с проектами нейтронных источников TASKA-M и TDF.

Таблица 4

Проект	$P_{инж}$ (МВт)	Q_{Nmax}^{*} (МВт/м ²)	Q_N^{*} (МВт/м ²)	$I_{от}$ (Экв. А)	a (см)	$H_{min}^{(v)}$ (кгс)	β	N
TDF	57	3,5	3,5	540	10	45	0,4	9
TASKA-M	42	1,72	1,0	368	12	42	0,5	6
ГДЛ (Вариант 4)	20	3,9	0,75	83	6,3	12,5	0,05	17,3

* На поверхности плазмы.

* * *

Ключевые физические вопросы, которые определяют возможность создания рассматриваемой системы, состоят в следующем:

1) Будет ли система устойчивой по отношению к возбуждению микрофлуктуаций быстрыми частицами?

2) Какими будут радиальные коэффициенты переноса основной плазмы?

Теория дает в целом благоприятный ответ на первый вопрос. Имеются и определенные экспериментальные указания на то, что в условиях, подобных тем, которые должны реализоваться в двухкомпонентной ГДЛ (холодная основная плазма и малая группа быстрых частиц) микрофлуктуаций не возникает [16]. Вместе с тем, важность этого вопроса делает желательной более тщательную проверку уровня микрофлуктуаций на экспериментальной

модели ГДЛ со скользящей инъекцией быстрых частиц (в работе [16] инъекция велась под 90° к магнитному полю). Параметры экспериментальной модели, имитирующей нейтронный источник с соблюдением необходимых условий подобия, могли бы быть близкими к тем, которые приведены в работе [2]. В частности, мощность инъекции могла бы составлять всего лишь несколько сотен киловатт.

В принципе, рассматриваемая система может функционировать и при повышенной (по отношению к чисто кулоновской) частоте рассеяния быстрых частиц. Дело в том, что в типичных условиях время кулоновского рассеяния быстрых частиц в 100+200 раз больше времени их торможения на электронах (см.Табл.2). Поэтому система остается жизнеспособной при частоте рассеяния в несколько раз выше кулоновской: коэффициент усиления ξ и, соответственно, максимальный нейтронный поток Q_{Nmax} убывает лишь обратно пропорционально корню четвертой степени из частоты столкновений.

Ситуация с радиальными потерями основной плазмы сегодня не вполне ясна. Надежные экспериментальные данные по этому вопросу в случае плазмы с $N = 10+15$ отсутствуют. Полезными в этом отношении могли бы быть эксперименты на упомянутой выше модели ГДЛ.

* * *

Приведенные в работе расчеты должны рассматриваться как грубое нулевое приближение. В дальнейшем необходимо провести более тщательный анализ с учетом радиальных профилей всех параметров плазмы (мы принимали их ступенчатыми) и провести оптимизацию модели по параметрам β , R , θ^* , W^* .

ЛИТЕРАТУРА:

1. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. - Письма в ЖТФ, 5, 678 (1978).
2. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Вопросы Атомной Науки и Техники (серия "Термоядерный синтез"). I(5), 57 (1980).
3. Нагорный В.П., Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. - Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-73, 1983.
4. Мирнов В.В., Нагорный В.П. Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-154, 1982.
5. TASKA. A Tandem Mirror Fusion Engineering Test Facility. Vol.1 and 2, K&K-report 3311/2 and UWFDM-500, 1982.
6. A Tandem Mirror Technology Demonstration Facility. Препринт UCID-19328, Ливермор, 1983.
7. Брагинский С.И. - В сб.: Вопросы теории плазмы. Вып. I, М., Госатомиздат, 1963, стр.183.
8. Трубников Б.А. - В сб.: Вопросы теории плазмы. Вып. I, М., Госатомиздат, 1963, стр.98.
9. Козлов Б.Н. Атомная Энергия, 12, № 3, 238 (1962).
10. Рудаков Л.И., Сагдеев Р.З. В сб. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций", т.3, М., Изд. АН СССР, 1958, стр.268.
11. Черемных П.А., Чураков Г.Ф., Рождественский Б.В., Самойлов Б.Н., Черноплеков Н.А. ИТЭ, № 5, 226 (1976).
12. Михайловский А.Б. "Теория плазменных неустойчивостей", т.2, "Неустойчивости неоднородной плазмы", М., Атомиздат, 1971.
13. Димов Г.И. Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 77-46, 1977.
14. TMX-Upgrade. Major Project Proposal. Препринт LLL - Prop -172, Ливермор, 1980.
15. Hinton F. L., Rosenbluth M.N. Nuclear Fusion, 22, 1547 (1982).
16. Ivanov A.A. in Proc. Course on "Mirror Based and Field Reversed Approaches to Magnetic Fusion" (Varenna, 1983)

В.В.Мирнов, В.П.Нагорный, Д.Д.Рютов

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА С ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМОЙ

Препринт
№ 84-40

Работа поступила 7 марта 1984 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 17.04.84г. МН 04245

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.2,0 печ.л., 1,6 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ №40

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90