

5
И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76 - 10

Г.И.Димов, В.В.Закайдаков,

М.Е.Кишиневский

ТЕРМОЯДЕРНАЯ ЛОВУШКА С
ДВОЙНЫМИ ПРОБКАМИ

Новосибирск

1976

Препринт

Г.И.Димов, В.В.Закайдаков,
М.Е.Кишиневский

ТЕРМОЯДЕРНАЯ ЛОВУШКА С ДВОЙНЫМИ ПРОБКАМИ

Новосибирск

1976

АННОТАЦИЯ

Рассматривается возможность повышения коэффициента усиления Q открытой термоядерной ловушки с инжекцией быстрых атомов путем присоединения к концам ловушки двух малых по объему пробкотронов. Путем подбора токов инжекции плотность плазмы в крайних пробкотронах устанавливается более высокой, чем в центральном. При этом ионы в центральной части удерживаются амбиполярным потенциалом крайних пробкотронов.

Приводятся результаты численных расчетов на ЭВМ. Уравнение Фоккера-Планка решалось совместно с условиями квазинейтральности, а также баланса частиц и энергии. Для контроля расчеты одиночной ловушки сравниваются с результатами других авторов.

Показано, что при разумных магнитных полях и размерах ловушки можно достигнуть $Q \gg 1$.

ТЕРМОЯДЕРНАЯ ЛОВУШКА С ДВОЙНЫМИ ПРОБКАМИ

Димов Г.И., Закайдаков В.В., Кишиневский М.Е.

I. Введение

Энергетический баланс термоядерной пробочной ловушки с инъекцией быстрых атомов рабочего вещества практически однозначно определяется коэффициентом усиления, равным отношению термоядерной мощности к мощности инжектируемых частиц. Для реактора при равных плотностях дейтерия и трития

$$Q = \frac{n^2 \langle \sigma v \rangle}{4I} \frac{\epsilon}{E_j}; \quad (1)$$

где n — плотность плазмы; $\langle \sigma v \rangle$ — скорость реакции; ϵ — термоядерная энергия на один акт синтеза ядер, включая выделяющуюся в литиевом blankets; I, E_j — ток в единицу объема и энергия инжектируемых атомов.

Прогресс в экспериментальных исследованиях по удержанию высокотемпературной плазмы в открытых ловушках с магнитными пробками /1-3/ позволяет надеяться на достижение классического времени жизни плазмы в этих ловушках, определяемого кулоновским рассеянием ионов. Из расчетов классического времени жизни следует, что в обычных открытых ловушках $Max Q = I + 1,5 / 4 /$. Отношение электрической мощности на выходе к термоядерной для станции с открытой ловушкой, работающей по оптимальной схеме /5/ с прямым преобразованием энергии заряженных частиц в электрическую (КПД станции)

$$\eta = \eta_T + \frac{\epsilon_\alpha}{\epsilon} \left(1 - \frac{\Delta E_\alpha}{\epsilon_\alpha} - \frac{P_e}{P_\alpha} \right) \eta_E (1 - \eta_T) + \frac{\eta_E (1 - \eta_T)}{Q} - \frac{1 - \eta_T}{\eta_T Q}; \quad (2)$$

где η_T, η_E — КПД преобразования тепла и прямого преобразования; η_I — КПД системы инъекции; ϵ_α — энергия α — частиц; P_e, P_α — мощность излучения электронов и мощность потока α — частиц, ΔE_α — кинетическая энергия реагирующих ядер, передаваемая нейтрону. При анализе системы в /5/ принято $\eta_T = 0,45$; $\eta_E = 0,84$; $\eta_I = 0,87$; соответственно для $Q = I + 1,5$ $\eta = 33 + 39\%$. По менее оптимистическим оценкам $\eta_T = 0,4$; $\eta_E = 0,8$; $\eta_I = 0,7$. При $\Delta E_\alpha \sim 100$ кэВ и $P_e/P_\alpha = 0,1$ для обеспечения КПД станции $\eta = 30 + 40\%$ необходимо иметь $Q = 2,3 + 5,85$.

Нами рассмотрена открытая ловушка с двойными магнитными пробками, в которой в принципе может быть достигнуто $Q \gg 1$. На рис. I схематически представлена геометрия магнитного поля такой ловушки. В основной центральной части ловушки магнитное поле однородно. На открытых концах ловушки имеется по паре магнитных пробок с одинаковым максимальным магнитным полем B_m . Каждая пара пробок образует крайний пробкотрон длиной L_k с минимальным полем между пробками B_k . Для обеспечения гидродинамической устойчивости плазмы кроме продольного бочкообразного поля B в крайних пробкотронах создается поперечное квадрупольное поле с градиентом g . Поперечное поле обратного направления создается также на концевых участках центрального пробкотрона, образующегося между внутренними пробками. Это необходимо для согласования крайних полей с минимумом с бочкообразным центральным полем. Вверху на рис. I показаны линии магнитного поля ловушки в плоскости, в которой поперечное поле направлено точно по радиусу. В плоскости, перпендикулярной этой, форма силовых линий будет зеркальной к изображенной относительно центра ловушки.

В крайние пробкотроны непрерывно вводятся ионы с энергией порядка МэВ ионизацией на плазме атомарных пучков, в центральную часть ловушки вводятся ионы с энергией в несколько десятков кэВ. Соотношение инжектируемых токов подбирается таким, чтобы плотность накопленной горячей плазмы в краях n_k поддерживалась значительно выше плотности плазмы в центре n_0 . Вследствие того, что удержание электронов магнитными пробками значительно слабее удержания ионов, в плазме образуется амбипольное электрическое поле, автоматически поддерживающее равен-

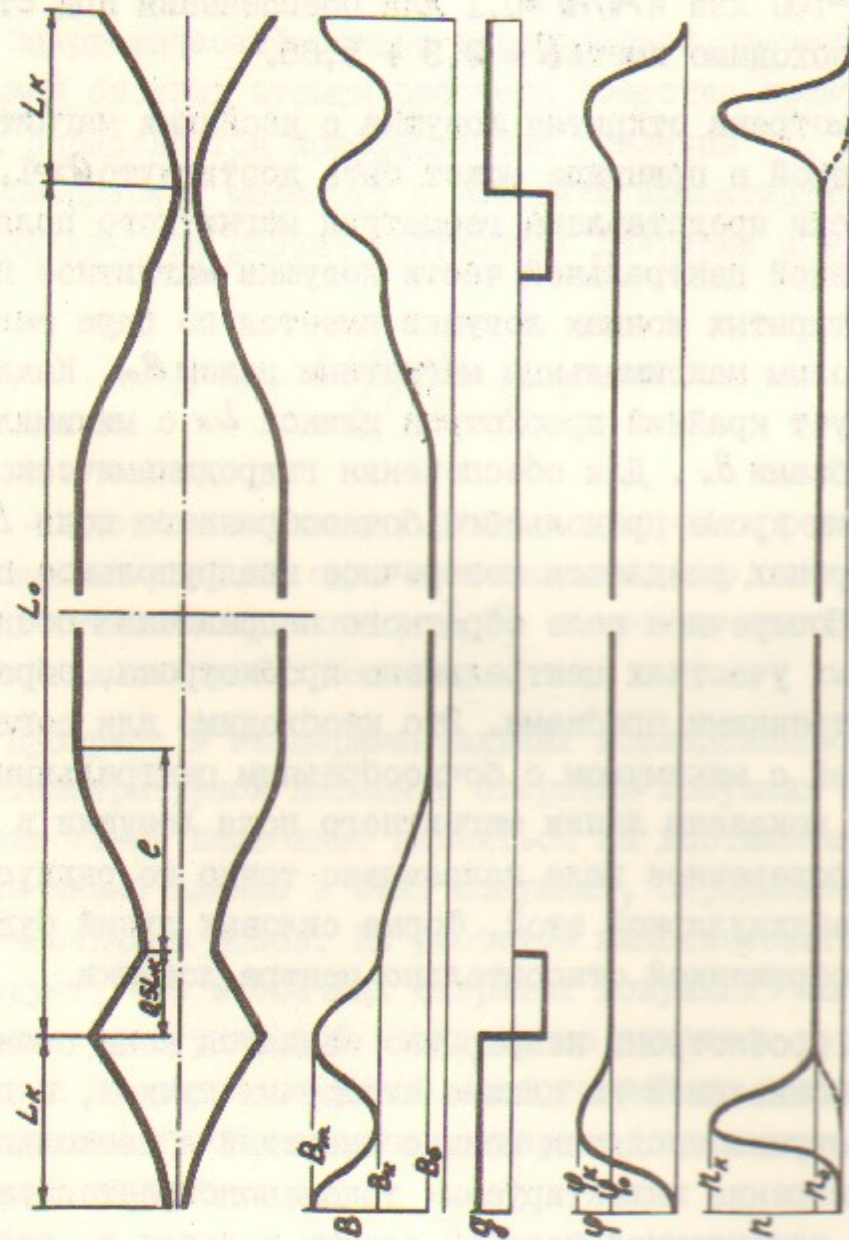


Рис. 1. Схема ловушки с двойными пробками.

ство электронной плотности ионной. Вследствие связи между плотностью электронов и амбиполярным потенциалом по закону Больцмана в центре ловушки образуется электрическая потенциальная яма для ионов. При температуре центральных ионов, значительно меньшей высоты потенциальных барьеров $\Delta\varphi = \varphi_K - \varphi_0$ время жизни центральных ионов становится значительно больше времени удержания магнитными пробками. Благодаря этому на всей длине центрального пробкотрона L_0 , включая припробочные области, установится постоянная плотность плазмы. Распределение плазмы в крайних пробкотронах будет определяться распределением быстрых крайних ионов. Как это показано пунктиром внизу рис. 1, центральные ионы будут проникать в крайние пробкотроны. Взаимодействие относительно теплой изотропной центральной плазмы с крайними ионами может облегчить положение в конусных неустойчивостях в крайних пробкотронах.

Удержание центральной плазмы вдоль поля в рассматриваемой ловушке является электростатическим, однако, в отличие от электромагнитных ловушек Лаврентьева /6-8/, удерживающее электрическое поле по напряженности совершенно не связано с давлением центральной плазмы. Протяженность и распределение этого поля можно регулировать распределением продольного магнитного поля в крайних пробкотронах, которое в основном определяет распределение крайних ионов вдоль поля. В конечном счете продольное давление центральной плазмы сдерживается магнитным полем ловушки, что, однако, в первом приближении не означает увеличения давления крайней плазмы на наружные пробки.

Амбиполярные электрические поля неизбежны в открытых ловушках, соответствующие электрические напряжения в плазме могут достигать ста киловольт /4/. Обычно эти поля ухудшают удержание плазмы. Обращение этих полей на пользу едва ли приведет к серьезным нарушениям работы открытой ловушки.

Объем крайних пробкотронов составляет незначительную долю общего объема ловушки. Крайние пробкотроны не играют существенной роли в производстве термоядерной энергии, они служат в основном для продольного удержания центральной плазмы. По своей роли они являются сложными пробками для прямой магнитной

2. Характеристики центральной плазмы

ловушки. Благодаря минимуму поля и высокой плотности плазмы в них они обеспечивают также гидродинамическую устойчивость плазмы во всей ловушке.

Система из 3-х пробкотронов была предложена Келли в 1967 году для уменьшения потерь из-за амбиполярного потенциала за счет ликвидации амбиполярного поля в центральном пробкотроне /9/. Как будет показано ниже, это дает незначительный выигрыш в общем коэффициенте усиления.

Для расчета ловушки, вообще говоря, необходимо решить уравнение Фоккера-Планка для центрального и крайних пробкотронов для каждого сорта частиц. Поскольку все электроны и центральные ионы удерживаются в основном потенциальными барьерами, их функции распределения при достаточной высоте барьеров будут близки к максвелловским. Поэтому для вычисления времени жизни и средней выходной энергии мы воспользовались формулами Пастухова /10/, видоизменив их для случая ионов. Электроны в ловушке обобщены. Они могут характеризоваться общей температурой T_e и подчиняются распределению Больцмана $n_e \propto \exp \psi / T_e$ по всей длине ловушки при условии $\exp - \psi / T_e \ll 1$. Уравнение Фоккера-Планка решалось только для ионов в крайнем пробкотроне.

При расчете поведения плазмы в ловушке не учтены конечное время движения частиц между пробками, взаимодействие электронов и ионов с α -частицами и излучение электронов. Дейтоны и тритоны заменялись ионами с промежуточной массой M_i , определяемой соотношением

$$\frac{1}{\sqrt{M_i}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{M_D}} + \frac{1}{\sqrt{M_T}} \right). \quad (3)$$

Сечения и скорость реакции определялись по интерполяционным формулам и экспериментальным данным, систематизированным Козловым /11/. Кулоновские логарифмы вычислялись в соответствии с /12/.

Значительный выигрыш в коэффициенте усиления ловушки связан с увеличением времени жизни центральных ионов τ_0 . В соответствии с /10/.

$$\frac{n_0}{\tau_0} = I_0 (1 - \alpha_0) = \frac{\sqrt{2\pi} e^4 \lambda_0^{ii}}{\sqrt{M_i} F(R_0/2R_k)} \frac{n_0^2 \exp - \Delta \psi / T_{i0}}{\Delta \psi \sqrt{T_{i0}}} \left[1 + \frac{T_{i0}}{2\Delta \psi} - \left(\frac{T_{ie}}{2\Delta \psi} \right)^2 \right]; \quad (4)$$

$$\Delta \psi = T_e \ln \frac{n_k}{n_0}; \quad \alpha_0 = \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle_0 \frac{n_0^2}{I_0}; \quad F(x) = \sqrt{1 + \frac{1}{x}} \ln \frac{\sqrt{1 + \frac{1}{x}} + 1}{\sqrt{1 + \frac{1}{x}} - 1};$$

где α_0 - степень выгорания центральной плазмы; T_{i0} - температура центральных ионов; R_0, R_k - пробочные отношения для центрального и крайних пробкотронов; λ - кулоновский логарифм. Грубо из (4) $\tau_0 \sim \tau_i (n_k/n_0)^{T_e/T_{i0}}$, где τ_i - ионное время релаксации.

Отсюда видно, что кроме условия $n_k > n_0$ выгодно иметь $T_e > T_{i0}$. Последнее условие обеспечивается тем, что энергия инжекции центральных ионов $E_{j0} < \Delta \psi + T_{i0}$. При этом температура центральных ионов поддерживается стационарной за счет передачи энергии от электронов. Электроны получают энергию от быстрых крайних ионов или от внешнего в.ч. поля.

Энергобаланс для центральных ионов определяется уравнениями:

$$E_{j0} + \langle E_0^{ei} \rangle = \left[\Delta \psi + T_{i0} \left(1 + \frac{T_{ie}}{2\Delta \psi} \right) \right] (1 - \alpha_0) + \langle E_{iz} \rangle \alpha_0; \quad (5)$$

$$\langle E_0^{ei} \rangle = 4\sqrt{2\pi} e^4 \lambda_0^{ei} \frac{\sqrt{\pi}}{M_i} \frac{T_e - T_i}{T_e^{3/2}} \frac{n_0^2}{I_0};$$

$$\langle E_{iz} \rangle = \frac{3}{4} T_{i0} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{M_i} \langle \sigma v \rangle_0 T_{i0}^{3/2}} \int W^2 \sigma(W) dW;$$

где E_0^{ei} - энергия, получаемая центральным ионом от электронов; E_{iz} - энергия реагирующего иона; W - энергия реаги-

рующихся частиц в системе их центра масс; σ - сечение реакции $D-T$; e, m - заряд и масса электрона. Время жизни всех электронов определяется рассеянием подбарьерных электронов, вклад в которое центральной и краевой плазмой мы считали пропорциональными вероятностям нахождения этих электронов в соответствующих пробкотронах. В соответствии с этим уравнение баланса электронов по /10/ имеет вид:

$$I_0 + I_k V_k / V_0 = 2 \sqrt{2\pi} e^4 / \sqrt{m} \cdot n_k \exp(-\psi_k / T_e) \cdot \frac{1}{\sqrt{T_e}} \cdot \left[\frac{n_0 \lambda_0^{ei}}{F(R_0)} \frac{1 + T_e / 2\psi_0 - (T_e / 2\psi_0)^2}{\psi_0} + \frac{n_k \lambda_k^{ei}}{F(R)} \frac{1 + T_e / 2\psi_k - (T_e / 2\psi_k)^2}{\psi_k} \frac{V_k}{V_0} \right]; \quad (6)$$

где V_0, V_k - расчетные объемы центральной и краевой плазмы. Общее для всей ловушки уравнение (6) замыкает систему уравнений (4,5) для центральной плазмы. Коэффициент усиления для центрального пробкотрона

$$Q_0 = \frac{1}{4I_0} \frac{n_0^2 \langle \sigma v \rangle_0 E}{E_{j_0} + \langle E_0^{ei} \rangle + \psi_0 + T_e (1 + T_e / 2\psi_0)} \quad (7)$$

Для того, чтобы энергобаланс ловушки определялся её центральной частью, необходимо, чтобы отношение $n_k^2 V_k / n_0^2 V_0$ было достаточно малым. При этом условии в уравнении баланса электронов (6) вторые слагаемые значительно меньше первых и в первом приближении ими можно пренебречь. Это означает, что наружные амбиполярные потенциалы ψ_k слабо зависят от параметров крайней плазмы. Коэффициент усиления Q_0^∞ , соответствующий условию $V_0 / V_k \rightarrow \infty$, только на 1+3% меньше значения Q_0 для реальных отношений объемов. Характеристики центральной плазмы при $V_0 / V_k \rightarrow \infty$ можно определить через параметры R_0, R_k, n_0, n_k, T_e и E_{j_0} . В табл. I приведена зависимость некоторых параметров центральной плазмы от энергии инжекции. Из табл. I видно, что коэффициент усиления Q_0^∞ , хотя и слабо, падает с энергией E_{j_0} . Поэтому выгодно инжектировать ионы в центр с низкой энергией. В дальнейших расчетах мы всюду принимали $E_{j_0} = 20$ кэВ. На рис. 2 приведены зависимости коэффициента Q_0^∞

Таблица 1

E_{j_0} кэВ	T_{i0} кэВ	$n\tau_0$ сек/см ³	α_0 %	Q_0^∞	
20	22,6	$1,91 \cdot 10^{15}$	33,4	11,9	$n_0 = 5 \cdot 10^{13}$ см ⁻³ ;
40	23,8	$1,62 \cdot 10^{15}$	31	11,1	$R_k = 3; R_0 = 36$;
60	25,2	$1,37 \cdot 10^{15}$	28,5	10,2	$\Delta\phi = 81,25$ кэВ ;
80	27,1	$1,12 \cdot 10^{15}$	25,9	9,2	$\frac{n_k}{n_0} = 15; T_e = 30$ кэВ

Таблица 2

$$M_i = M_D ; n = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$$

R	10				3	
E_j , кэВ	60	100	200	300	100	300
$n\tau \cdot 10^{13}$ сек/см ³	0,93	1,95	5,4	9,8	1,0	5,0
$n\tau_f \cdot 10^{13}$ сек/см ³	1,0	2,08	5,7	10,2	1,04	5,1
$n\tau / n\tau_f$	0,93	0,94	0,95	0,96	0,96	0,98

Таблица 3

$$Q = 6; R_k = 3; \eta_k = 50\%; n_0 = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}; E_{j_0} = 20 \text{ кэВ}$$

$\frac{n_k}{n_0}$	T_e кэВ	$\sqrt{\beta_k} \cdot B_m$ кгс	$\frac{L_0}{2L_k}$	T_i кэВ	$\langle E_{ik} \rangle$ кэВ	E_{jk} кэВ	ϕ_k кэВ	$\frac{\langle n_{ik} \cdot n_{i0} \rangle}{\langle n_{ik}^2 \rangle}$
5	95	420	8,35	43,9	2955	5290	646	2,14
7	48,5	366	16,5	28,3	1582	2860	370	1,54
10	33,5	370	32,3	22,8	1136	2075	279	1,0
15	24	390	75,6	18,5	844	1550	218	0,55

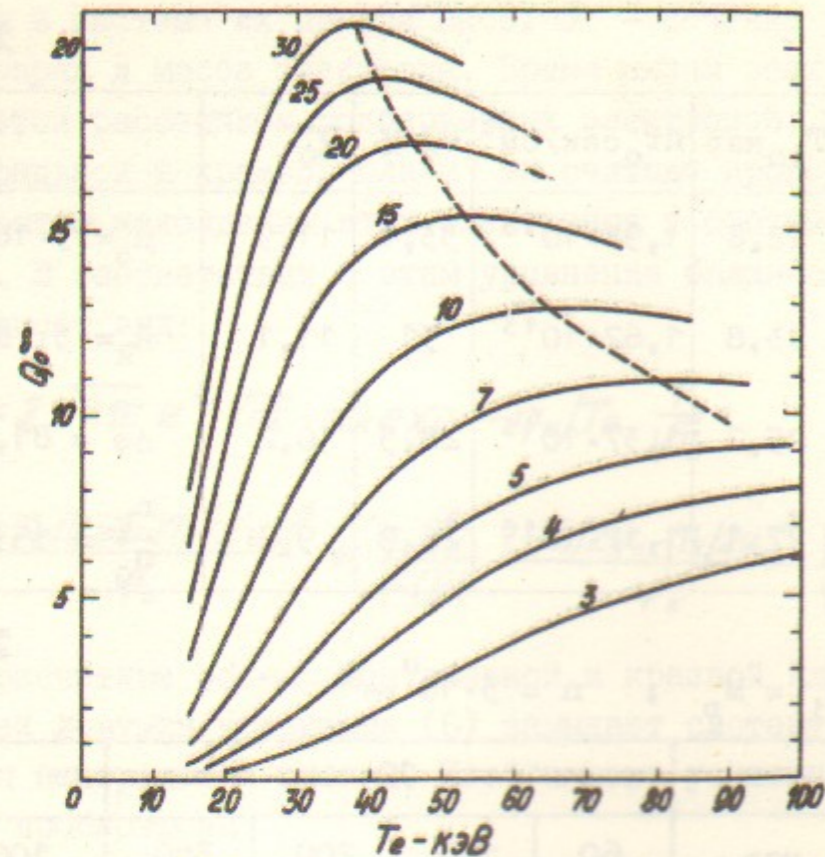


Рис.2. Зависимости $Q_0^\infty = Q(T_e, n_x/n_0)$; цифры на кривых означают отношение n_x/n_0 . $R_x=3$; $R_0=16, 19, 22, 27, 32, 39, 45, 51$ соответственно значениям n_x/n_0 по возрастанию.

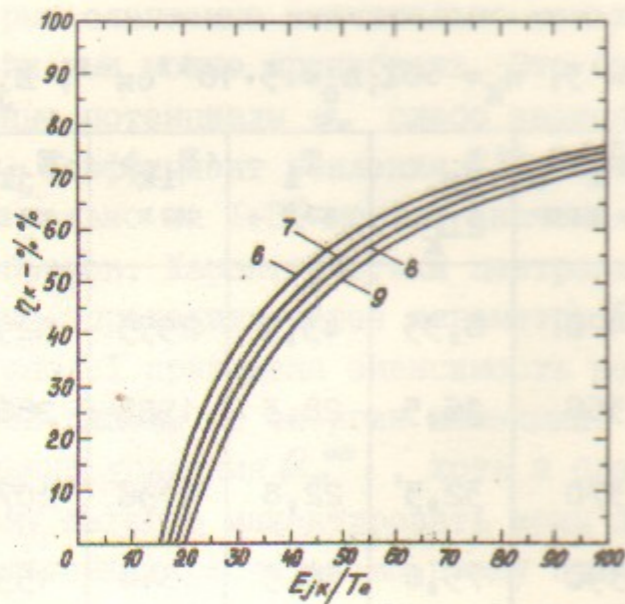


Рис.3. Зависимости $\eta_x = \eta(E_{jx}/T_e, \psi_x/T_e)$; цифр на кривых означают отношение ψ_x/T_e $R_x=3$.

от электронной температуры и отношения плотностей. Видно, что в принципе можно достичь достаточно высоких коэффициентов усиления центральной части ловушки. Максимумы на кривых $Q_0^\infty(T_e)$ связаны с выгоранием вещества.

Следует отметить, что распределение центральных ионов не точно максвелловское, их высокоэнергетическая часть обрезана, что должно приводить к понижению скорости реакции. В рассматриваемом диапазоне температур $T_{i0} = 20+30$ кэВ максимальный парциальный вклад в скорость реакции дают ионы с энергией относительного движения в $2,45+2,15 T_{i0}$. С увеличением энергии ионов их парциальный вклад в величину $\langle \sigma v \rangle$ быстро падает (до 37% от максимального при относительной энергии в $4,9+4,5 T_{i0}$). Из расчетов следует, что в интересующих случаях $\Delta\psi \approx 3T_{i0}$ при этом максимальная энергия относительного движения центральных ионов вдоль поля превышает $6T_{i0}$. Кроме этого, из значения средней энергии уходящих за барьеры ионов, равного $T_{i0}(1+T_{i0}/2\Delta\psi)$, следует, что функция распределения ионов по энергии вытянута за барьер $\Delta\psi$ на несколько ионных температур. На основании сказанного можно считать, что снижение величины $\langle \sigma v \rangle$ из-за обрезания функции распределения будет незначительным.

3. Параметры крайних пробкотронов

Для определения характеристик работы крайних пробкотронов решалось уравнение Фоккера-Планка для функции распределения ионов в виде

$$\partial f / \partial t = St[f] + S \quad (8)$$

со столкновительным членом $St[f]$ в форме Ландау. Здесь $S = S(\bar{v})$ - функция ионных источников. Уравнение (8) справедливо для "прямоугольной" магнитной ямы.

Для уменьшения общей длины ловушки крайние пробкотроны должны быть по возможности короче, а для уменьшения амплитуды амбиполярных электрических полей спад плотности плазмы

вдоль магнитного поля этих пробкотронов должен начинаться сразу же от их центральных плоскостей. Поэтому магнитная яма в крайних пробкотронах будет сильно отличаться от "прямоугольной" и будет ближе к "косинусоидальной". Поведение плазмы в "косинусоидальной" магнитной яме было рассмотрено, в частности, Марксом /13/. Из его расчетов следует, что величина

$n\tau = \langle n^2 \rangle / \langle I_{\text{core}} \rangle$ в такой магнитной яме уменьшается не более, чем на 5% по сравнению с "прямоугольной" ямой. В одиночном пробкотроне с "косинусоидальной" ямой понижается амбиполярный потенциал. Поскольку амбиполярный потенциал в крайних пробкотронах рассматриваемой системы в основном определяется центральной плазмой, то последнее отличие "косинусоидальной" ямы в нашем случае не играет заметной роли. Из сохранения величины $n\tau$ следует, что замена "косинусоидальной" ямы на "прямоугольную" при расчете крайних пробкотронов вносит относительно небольшую ошибку. Однако при этом действительный объем краевой плазмы V_k^* с максимальной плотностью n_k увеличивается по сравнению с расчетным объемом однородной плазмы с плотностью n_k : $V_k^* \langle n_{ik}^2 \rangle = V_k n_k^2$ где n_{ik} - локальная плотность краевой плазмы.

Как и в расчетах Фатча с сотрудниками /4/, уравнение (8) искусственно разделялось на два одномерных (по модулю и направлению скорости). Угловое распределение как ионов, так и ионных источников принималось по первой нормальной моде решения углового уравнения. Распределение ионов по модулю скорости v вычислялось по уравнению:

$$\frac{M_i^2}{4\pi e^4} \frac{\partial}{\partial t} f(v) = -\frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[f(v) \left(v^2 \frac{\partial h}{\partial v} + \frac{\partial g}{\partial v} \right) \right] + \frac{1}{2v^2} \frac{\partial^2}{\partial v^2} \left[v^2 f(v) \frac{\partial g}{\partial v^2} \right] - \frac{\gamma}{2v^3} \frac{\partial g}{\partial v} f(v) + S(v);$$

$$\frac{1}{\gamma} = \lg \frac{R}{1 + 2\phi / M_i v^2};$$

где γ - постоянная разделения; h, g - потенциальные функции Розенблута-Трубникова в изотропной форме /4/.

Для решения уравнения (9) использовалась неявная разностная схема /20/, которая является абсолютно устойчивой и при отсутствии потерь и источников консервативной. Шаг по времени был выбран постоянным. Функция распределения в данный момент времени находилась методом прогонки /21/. Для вычисления функционалов h и g применялся метод квазилинеаризации /22/. При этом предварительно решалось уравнение (9) с функциями h и g , определенными по функции распределения с предыдущего по времени шага. По полученному решению находились новые выражения для h и g , которые и использовались для окончательного нахождения $f(v)$ на данном шаге. Поскольку при $\psi \neq 0$ в уравнении имеется логарифмическая особенность при $v = v_{\text{min}}$, шаг сетки по скорости измельчался по геометрической прогрессии при $v \rightarrow v_{\text{min}}$, причем, расстояние от v_{min} до 1-ой точки сетки принималось достаточно малым, но много большим первого самого мелкого шага. Число точек в сетке выбиралось от 1000 до 2000. На каждом временном шаге плотность электронов приравнивалась плотности ионов. Через определенное число шагов проверялся баланс частиц и энергии. Как правило, при разумном выборе начального распределения стационарное состояние достигалось за 500 шагов по времени. При этом рассогласование балансов не превышало 2%. Счет одного варианта с самосогласованием параметров по дополнительным уравнениям занимал в среднем 6 минут на ЭВМ БЭСМ-6.

Для проверки методики расчета были проведены расчеты удержания однокомпонентной дейтериевой плазмы в одиночном пробкотроне с использованием формул Пастухова /10/ для определения поведения электронов. В табл. 2 приведены результаты этих вычислений. В этой таблице $n\tau_F$ - значение $n\tau$ по работе /4/. Из табл. 2 видно, что наши расчеты дают заниженное значение $n\tau$. Скорости реакций в крайних пробкотронах вычислялись в соответствии с работой /4/, но для ионов с промежуточной массой по соотношению (3). В широком диапазоне средних энергий вычисленные значения $\langle \sigma v \rangle$ находятся в хорошем согласии с расчетами двухкомпонентных D-T пробкотронов /4/. Расчеты одиночного пробкотрона с ионами промежуточной массы показали, что в диапазоне пробочных отношений $R = 3 + 10$ и энергий инъекции

=60 + 500 кэВ с удовлетворительной точностью

$$T_e = 0,1 \langle E_i \rangle (\lg R)^{2/5}; \quad \varphi = 4,7 T_e \text{ и } \tau = 2,25 \cdot 10^{10} (\langle E_i \rangle \text{ кэВ})^{3/2} \lg R$$

Отличие этих величин от определенных в /4/ составляет 3-4%.

По величине τ это отличие в определенной степени компенсирует систематическую ошибку, связанную с заменой "косинусоидальной" магнитной ямы "прямоугольной".

Связь крайних пробкотронов с центральным характеризуется передаваемой через электроны мощностью. Отношение этой мощности к инжектируемой в крайние пробкотроны назовем КПД крайних пробкотронов η .

$$\eta_k = \frac{\langle E_k^{le} \rangle - \varphi_k - T_e (1 + T_e / 2 \varphi_k)}{E_{jk}}; \quad (10)$$

где E_k^{le} — энергия, передаваемая крайним ионом электронам;

E_{jk} — энергия инжекции в крайние пробкотроны. КПД η_k зависит от отношений E_{jk}/T_e и φ_k/T_e , а также от R_k . Эти зависимости, вычисленные для $R_k = 3$, приведены на рис. 3. Из рис. 3 видно, что значение η_k определяется в основном отношением E_{jk}/T_e , зависимость от φ_k/T_e достаточно слабая. Отношение φ_k/T_e определяется в основном значением Q_0 . При увеличении Q_0 от 1 до 20 φ_k/T_e возрастает примерно от 6 до 10. Без учета термоядерного выхода в краях и без дополнительного нагрева электронов общий коэффициент усиления $Q = Q_0 \eta_k$.

4. Параметры ловушки в целом

Параметры ловушки в целом вычислялись по заданным значениям $R_0, R_k, n_0, n_k, T_e, E_{j0}, E_{jk}$ и энергии дополнительного нагрева на один центральный электрон E_{g0} . При этом производилось согласование потенциала φ_k по общему уравнению для электронов (6) и отношения расчетных объемов по энергобалансу электронов:

$$V_0 I_0 [\langle E_0^{e0} \rangle + \varphi_0 + T_e (1 + \frac{T_e}{2 \varphi_0}) - E_{g0}] = V_k I_k [\langle E_k^{e0} \rangle - \varphi_k - T_e (1 + \frac{T_e}{2 \varphi_k})]. \quad (11)$$

13.

Выбор R_0 производился из условия $\beta_0 = \beta_k$, где $\beta_0 = 16 \pi n_0 T_e / B_0^2$ и $\beta_k = \frac{16 \pi}{3} n_k \langle E_{lk} \rangle / B_k^2$. Общий коэффициент усиления ловушки

$$Q_0 = \frac{\epsilon}{4} \frac{n_0^2 \langle \sigma v \rangle_0 V_0 + n_k^2 \langle \sigma v \rangle_k V_k}{(E_{j0} + E_{g0}) I_0 V_0 + E_{jk} I_k V_k}. \quad (12)$$

Для вычислений длины ловушки и необходимого градиента поперечного магнитного поля было принято следующее распределение продольного магнитного поля на оси ловушки (см. рис. 1):

$$B(z) = \begin{cases} \frac{B_k + B_0}{2} - \frac{B_k - B_0}{2} \cos \pi \frac{z}{l} & 0 < z < l; \\ \frac{B_m + B_k}{2} - \frac{B_m - B_k}{2} \cos \pi \frac{z-l}{L_k} & l < z < l + 1,5 L_k; \end{cases} \quad (13)$$

т. е. z — аксиальная координата (отсчитывается от границы однородного поля к концу ловушки). Распределение амбиполярного потенциала в ловушке (за исключением наружных пробок) однозначно определяется распределением ионов

$$n_i(z) = n_e(z) = n_k \exp \frac{\varphi(z) - \varphi_k}{T_e}. \quad (14)$$

Зависимость $n_i(z)$ связана с распределением краевых ионов, которое определяется функциями $B(z), f(\bar{\sigma}_k)$ и $\varphi(z)$. В конечном счете, зависимость $\varphi(z)$ определяется функциями $B(z)$ и $S(\bar{\sigma}_{jk})$. Для модельных расчетов мы приняли синусоидальное распределение амбиполярного поля в крайних пробкотронах:

$$\frac{d\varphi}{dz} = \begin{cases} \frac{2 \Delta \varphi}{L_k} \left(1 - \cos 4 \pi \frac{z-l}{L_k} \right) & l + 0,5 L_k < z < l + L_k; \\ - \frac{2 \Delta \varphi}{L_k} \left(1 - \cos 4 \pi \frac{z-l}{L_k} \right) & l + L_k < z < l + 1,5 L_k. \end{cases} \quad (15)$$

Хотя принятое распределение (15) и не самосогласовано с распределением (13), оно дает распределение $n_i(z)$, близкое к

14.

действительности в "косинусоидальной" магнитной яме /13/. Пренебрегая проникающей в крайние пробкотроны центральной плазмой, из (12) при $L_0 > 2\ell + L_k$ получим:

$$\frac{L_0}{2L_k} = \frac{V_0}{V_k} \frac{R_k}{R_0} \frac{B_k}{n_k^2} \left\langle \frac{n_{ik}^2}{B(z)} \right\rangle + \frac{\ell}{L_k} \left(1 - \sqrt{\frac{R_k}{R_0}} \right) + \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{R_k}}{2R_0}. \quad (16)$$

Длина переходной части центрального магнитного поля ℓ должна быть достаточно большой, чтобы уменьшить градиент поперечного магнитного поля в крайних пробкотронах; однако, ее выбор достаточно произволен. Мы приняли $\ell = L_k R_0 / R_k$.

Без дополнительного нагрева электронов в грубом приближении

$$V_0/V_k \sim \left(\frac{n_k}{n_0} \right)^2 \frac{1}{\langle \epsilon v \rangle \sqrt{T_e}} \eta_k Q_0$$

Отсюда следует, что при заданном Q минимум V_0 достигается вблизи электронной температуры, соответствующей максимуму Q_0 . Объем V_0 уменьшается с увеличением η_k . На рис.4 приведена вычисленная зависимость отношения длин пробкотронов $L_0/2L_k$ от коэффициента Q при $T_e = T_e(\max Q)$ и $\eta_k = 0,6$ (кривые 3). В табл.3 приведены некоторые рассчитанные параметры ловушки в зависимости от T_e при $Q = 6$. Как это иллюстрируется табл.6 зависимость $V_m = V_m(T_e)$ при $Q = \text{const}$ имеет минимум. Более слабый минимум имеется и в зависимости $V_m = V_m(\eta_k)$ при $\eta_k = 0,5 + 0,6$. На рис.4 приведены вычисленные зависимости от Q минимального поля в пробках (кривые 1) и отношения длин при минимальном поле (кривые 2). Из рис.4 видно, что длина ловушки, определяемая отношением $L_0/2L_k$, хотя и быстро возрастает с увеличением Q , однако относительно невелика при достаточно больших значениях Q . Главной проблемой для ловушки с двойными пробками оказывается большое магнитное поле в пробках.

Значительного снижения магнитных полей в крайних пробкотронах можно достичь, если осуществить дополнительный нагрев электронов, например, с помощью в.ч. полей. В этом случае функция нагрева с крайних пробкотронов снимается и энергия крайних ионов может быть понижена вплоть до величины порядка амби-

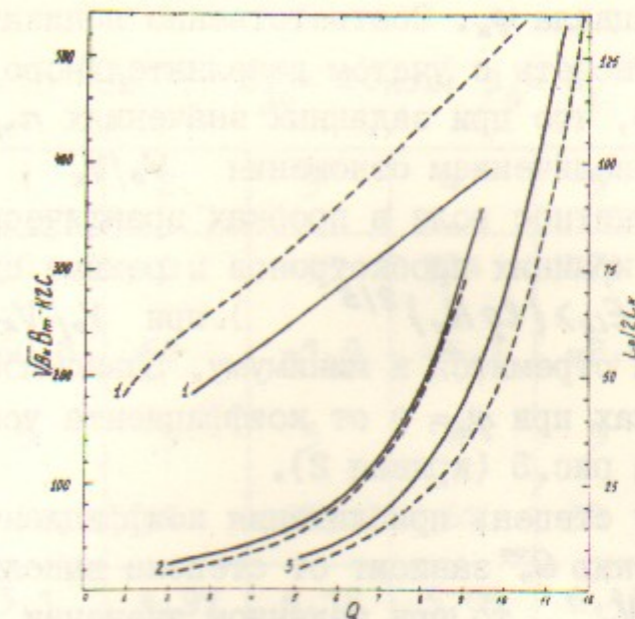


Рис.4. Зависимости от коэффициента Q 1-минимального поля в пробках V_m ; 2-отношения длин пробкотронов $L_0/2L_k$ при минимальном поле V_m ; 3-минимального отношения $L_0/2L_k$ при $\eta_k = 0,6$. Сплошные кривые - $R_k = 2$; пунктирные кривые - $R_k = 3$.

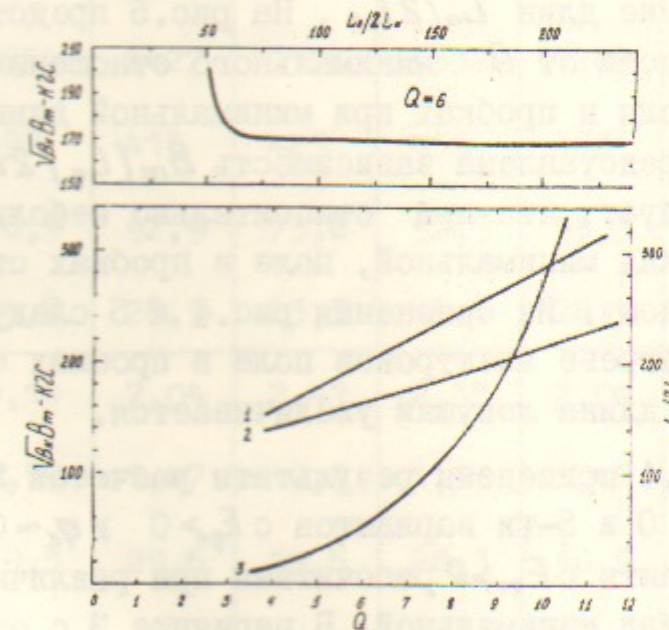


Рис.5. Зависимости от коэффициента Q при $E_{q0} > 0$, $\eta_k = 0$ и $R_k = 2$: 1-поля в пробках V_m при минимальном отношении длин; 2-минимального поля V_m ; 3-минимального отношения длин $L_0/2L_k$. Вверху зависимость $V_m = B(L_0/2L_k)$ при $Q = 6$

полярного потенциала φ_k . Соответственно понизится магнитное поле в пробках. Расчеты с учетом дополнительного нагрева электронов показывают, что при заданных значениях n_k/n_0 , T_e и $\langle E_{ik} \rangle / \varphi_k$ с увеличением отношения V_0/V_k коэффициент Q возрастает, а магнитное поле в пробках практически не изменяется. При работе крайних пробкотронов в режиме одиночных ($\eta_k = 0$, $\varphi_k \sim 0,47 \langle E_{ik} \rangle (\lg R_k)^{2/5}$) при $V_0/V_k \rightarrow \infty$, $Q \rightarrow Q_0^\infty$, а отношение B_m/Q стремится к минимуму. Зависимость минимального поля в пробках при $\eta_k = 0$ от коэффициента усиления для $R_k = 2$ показана на рис. 5 (кривая 2).

Поскольку степень приближения коэффициента Q к своему предельному значению Q_0^∞ зависит от степени выполнения неравенства $n_0^2 V_0 \gg n_k^2 V_k$, то при заданном значении V_0/V_k эта степень приближения сильнее при меньших значениях n_k/n_0 . С другой стороны, с уменьшением отношения n_k/n_0 снижается предельное значение коэффициента усиления Q_0^∞ . Вследствие этого в зависимости $Q = Q(n_0/n_k)$ при $V_0/V_k = \text{const}$ имеется максимум. Максимум Q повышается с увеличением отношения V_0/V_k . Соответственно этому для каждого значения Q при $\eta_k = 0$ имеется минимальное отношение длин $L_0/2L_k$. На рис. 5 представлены приближенные зависимости от Q минимального отношения длин $L_0/2L_k$ (кривая 3) и поля в пробках при минимальной длине (кривая 1). Вверху рис. 5 представлена зависимость $B_m(L_0/2L_k)$ при $Q = 6$, из которой следует, что при относительно небольшом превышении длины ловушки над минимальной, поле в пробках становится близким к минимальному. Из сравнения рис. 4 и 5 следует, что при дополнительном нагреве электронов поле в пробках существенно уменьшается, а длина ловушки увеличивается.

В табл. 4 приведены результаты расчетов 2-х вариантов ловушки с $F_{q_0} = 0$ и 5-ти вариантов с $F_{q_0} > 0$ и $\eta_k \sim 0$ для ряда значений Q . Варианты с $F_{q_0} > 0$ рассчитаны при различных превышениях длины ловушки над минимальной. В варианте 3 с относительно длинной центральной частью магнитное поле в пробках очень близко к минимальному. Приведенная в табл. 3 и 4 величина $\langle n_{ik} n_{io} \rangle / n_{io}^2$ характеризует проникновение относительно теплых изотропных центральных ионов в крайние пробкотроны и эквивалентна концентрации теплой плазмы в однородной горячей плазме. Здесь

$$R_k = 2; \quad n_0 = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}; \quad E_{j_0} = 20 \text{ кэВ}; \quad \beta_0 = \beta_k$$

Таблица 4

Вариант	1	2	3	4	5	6	7
E_{q_0} , кэВ	0	0	495	524	474	432	405
η_k , %	60,8	60	-1,9	-4,1	-2,8	-3,0	-0,4
n_k / n_0	3	5	3	4	5	7	10
T_e , кэВ	70	58	67	67	58	50	45
Q	3,1	4,91	4,18	5,06	6,43	8,07	10,3
Q_0	4,68	7,74	4,32	6,53	7,44	9,2	11,5
$L_0 / 2L_k$	5,25	12	126	30	85	195	474
$\sqrt{\beta_k} \cdot B_m$, кгс	213	256	145	169	180	202	235
E_{jk} , кэВ	4970	4260	1280	1300	1200	1090	1070
$\langle E_{ik} \rangle$, кэВ	2824	2427	1304	1332	1207	1086	1038
φ_k , кэВ	437	413	425	455	420	391	378
$\Delta\varphi$, кэВ	76,9	92,9	73,6	92,9	93,3	97,3	103,6
T_{i_0} , кэВ	24,7	28,9	23,5	28,5	28,5	28,8	29,5
$n_{\tau_k} - 10^{14} \frac{\text{сеч}}{\text{см}}$	9,14	7,04	2,41	2,38	2,04	1,7	1,58
$n_{\tau_0} - 10^{15} \frac{\text{сеч}}{\text{см}}$	0,99	1,47	0,9	1,35	1,47	1,75	2,28
α_0 , %	20,3	29,6	19,6	28,3	30,9	35,1	41,8
R_τ / R_α , %	6,3	5,1	5,8	5,3	4,8	4,4	4
V_0 / V_k	45,2	201,3	2000	530	1900	5600	17500
R_0	12,6	16,7	8,85	10,3	11,8	14,3	17,5
ϵ_m	1,89	1,84	1,92	1,89	1,87	1,85	1,84
$\frac{n_{ik} \cdot n_{i_0}}{n_{ik}^2}$, %	5,6	2,86	5,6	3,7	2,8	1,77	1,04

n_{i0}, n_{ik} - локальные плотности центральных и крайних ионов. Как видно из табл.4, при $Q \ll 6$ значение $\langle n_{ik} n_{i0} \rangle / \langle n_{ik}^2 \rangle$ достаточно высокое, чтобы существенно ослабить конусную неустойчивость. С этой же точки зрения является благоприятным уменьшение отношения $\varphi_k / \langle E_{ik} \rangle$ для вариантов с $E_{q0} = 0$ по сравнению с одиночным пробкотроном. Отношение полной вводимой мощности к мощности инжекции в крайние пробкотроны

$$\frac{P_k}{P_j} = 1 + \frac{n_0^2 V_0}{n_k^2 V_k} \frac{E_{q0} + E_{j0}}{E_{jk}} \frac{n \tau_k}{n \tau_0 (1 - \alpha_0)}. \quad (17)$$

При достаточно большом отношении V_0/V_k $P_k/P_j \ll 1$. Для 3-го варианта табл.4 $P_k/P_j = 0,032$, что означает, что при увеличении скорости потерь крайних ионов в 10 раз по сравнению с классическими общий коэффициент Q уменьшится только на 30%. Таким образом ухудшение работы ловушки за счет конусных неустойчивостей в крайних пробкотронах можно значительно ослабить увеличением длины ловушки, что возможно при $E_{q0} > 0$. В табл. 4 приведены значения мощности тормозного излучения электронов без учета торможения на α - частицах. Эта мощность составляет незначительную долю мощности потока α - частиц и может быть скомпенсирована нагревом электронов α - частицами. Циклотронное излучение электронов может не повлиять на энергобаланс ловушки, если за счет поглощения в плазме и отражения от стенок его выход будет уменьшен на два порядка.

В табл.4 приведены значения амплитуды градиента поперечного квадрупольного поля g_m , необходимого для обеспечения гидродинамической устойчивости. Эти значения вычислялись из условия желобковой устойчивости в виде

$$\int p \frac{\delta B}{B^2} ds > 0; \quad (18)$$

где p - давление плазмы.

С достаточной точностью $P(z) = \frac{2}{3} \langle E_{ik} \rangle n_{ik} + 2T_e n_{i0}$

Распределение градиента поперечного квадрупольного поля B_1

принято следующим (см.рис.1):

$$g(z) = \frac{L_k}{B_m} \frac{\partial B_1}{\partial z} = \begin{cases} -g_m & \ell < z < \ell + 0,5L_k; \\ +g_m & \ell + 0,5L_k < z < \ell + 1,5L_k. \end{cases}$$

Вычисления выполнялись в параксиальном приближении аналогично расчетам Трубникова /14/. Как следует из /15/ условие /18/ относится к нулевой моде на границе плазмы и справедливо при $\delta r \ll r$. Для соблюдения этого условия необходимо обеспечить, в частности, распределение амбиполярного потенциала на границе плазмы по тому же закону, что и на оси. Высшие моды желобковой неустойчивости, возникновение которых возможно в центральной части ловушки, при достаточно высокой плотности плазмы в крайних пробкотронах должны подавляться аналогично подавлению их в одиночном пробкотроне проводящими торцами /15/. Нами не учтена анизотропность краевой плазмы. Связанная с этим ошибка не может быть большой, поскольку для краевой плазмы $\rho_e \gg \rho_{in}$, а как показано в работе /16/ с хорошей точностью $\rho_e \sim n$. Для одиночного пробкотрона с принятым нами распределением потенциала для наружной половины крайних пробкотронов минимальное значение g_m составляет 1.76. Сравнение этого значения с приведенными в табл.4 показывает, что в рассматриваемой ловушке необходимый градиент поперечного поля повышается незначительно.

Из /16,17/ следует, что при $R = 2$ можно достигнуть значения $\beta = 0,4$. При этом для длинной ловушки с $Q = 5$ потребуется поле $B_m = 235$ кГс. Имея в виду, что критическое магнитное поле осваиваемых сверхпроводников составляет 420 кГс /18/, можно надеяться, что требуемые поля в пробках можно реализовать. Следует отметить, что при большой длине ловушки основная часть ее приходится на простое однородное относительно слабое магнитное поле (несколько десятков кГс) и только концы ловушки длиной в несколько метров представляют достаточно сложные устройства с очень сильным магнитным полем. Мы не учитывали в расчетах уход частиц поперек поля. При классической поперечной диффузии плазмы и достаточно большом диаметре центральной части ловушки свыше метра поперечные потери значительно меньше продольных. Эти потери можно уменьшить, приняв $\beta_0 < \beta_k$ с

соответствующим увеличению поля B_0 . Одним из важнейших нерассмотренных является вопрос о влиянии α - частиц на поведение центральной плазмы и методах удаления из ловушки накапливающихся медленных α - частиц.

5. Ловушка с мелкой центральной ямой

Нами был также рассмотрен режим тройного пробкотрона, при котором $\langle E_{i0} \rangle \gg \Delta\varphi$. В этом режиме выигрыш в коэффициенте усиления Q достигается за счет увеличения времени жизни в центральном пробкотроне вследствие ликвидации амбиполярного поля и повышения электронной температуры. Предполагалось, что потенциальные ямы у внутренних пробок с центральных сторон заполняются медленными ионами. Для определения характеристик центральной плазмы, как и краевой, решалось уравнение Фоккера-Планка (8) для ионов. Амбиполярный потенциал для центральных ионов принимался нулевым. Максимальное значение коэффициента Q получается при $\langle E_{i0} \rangle = 150$ кэВ, $\langle E_{ik} \rangle = 200 + 300$ кэВ, $n_k/n_0 \rightarrow 1$ и $V_0/V_k \rightarrow \infty$. Например, при $R_k = 7,35$; $\beta_0 = \beta_k$ $Q \rightarrow 1,44$. В табл. 5 приведены некоторые результаты расчетов тройного пробкотрона для ряда значений R_k . Для сравнения были выполнены расчеты для одиночного пробкотрона для ряда энергий, причем пробочные отношения принимались из условия $\sqrt{\beta} B_m = \text{const}$. Из этих расчетов следует, что максимальное значение Q достигается при $\langle E_{i0} \rangle = 100 + 150$ кэВ и при $R_k = 7,35$ равно 1,1. Из табл. 5 мы видим, что в тройном пробкотроне при умеренном отношении V_0/V_k коэффициент Q возрастает на 30% и на несколько десятков процентов падает отношение $\varphi_k/\langle E_{ik} \rangle$. Незначительное повышение коэффициента усиления объясняется тем, что при больших пробочных отношениях около 10 ликвидация амбиполярного потенциала увеличивает энергетическое время жизни только на $\sim 10\%$. Тем не менее тройной пробкотрон в режиме с $\langle E_{i0} \rangle \gg \Delta\varphi$ обладает гораздо большими преимуществами, чем это может показаться с первого взгляда. Присутствие холодных изотропных ионов в центре и уменьшение амбиполярного потенциала ослабляют конусную неустойчивость. Доля вводимой в крайние пробкотроны мощности инжекции падает с увеличением V_0/V_k и может быть

Таблица 5

$$\langle E_{i0} \rangle = 150 \text{ кэВ}; \quad \langle E_{ik} \rangle = 300 \text{ кэВ}; \quad n_0 = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}; \quad \beta_0 = \beta_k.$$

	$n_k/n_0 = 1; v_0/v_k = 30$				$n_k/n_0 = 2; v_0/v_k = 40$			
	R_0	10	7,35	5	3	10	7,35	4
T_e , кэВ	17,9	17,1	16	14,1	18,3	17,4	15,2	
φ_k , кэВ	86,7	83,2	78	68,5	101	96,8	84,4	
E_{j0} , кэВ	172	171,2	170	168	169	168,8	169	
E_{jk} , кэВ	456	436,6	408	355,5	398	374,8	309	
$\tau_0 \cdot 10^{13}$ сек/см ³	5,84	5,29	4,53	3,4	5,85	5,28	4,02	
$\tau_k \cdot 10^{13}$ сек/см ³	10	8,27	6,8	3,95	8,34	6,78	3,13	
Q	1,57	1,425	1,23	0,925	1,5	1,35	0,97	

1. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, В.В.Степанов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
2. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
3. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
4. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
5. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
6. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
7. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
8. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
9. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
10. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
11. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
12. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
13. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
14. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
15. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
16. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
17. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
18. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
19. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
20. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
21. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).
22. В.В.Мухоморов, В.В.Степанов, Докл. АН СССР, 1974, 22, 1107 (1974).

незначительной. Поэтому даже существенное уменьшение времени жизни ионов слабо сказывается на общем коэффициенте усиления.

Мы рассмотрим по-существу два крайних варианта пробко-трона с двойными пробками: $\langle E_{i0} \rangle \ll \Delta \varphi$ и $\langle E_{i0} \rangle \gg \Delta \varphi$. Возможно, промежуточный вариант будет наиболее подходящим для практических целей. Однако, для анализа промежуточного варианта необходимы двумерные фоккер-планковские расчёты. Из расчётов /19/ следует, что при $\Delta \varphi \sim T_i$ время жизни ионов увеличивается по сравнению со случаем $\Delta \varphi \ll T_i$ в $4,7 \pm 3,7$ раза при $R = 2 \pm 10$. Представляет интерес рассмотреть также двухкомпонентную по энергии центральную плазму, особенно для ${}^3\text{He-D}$ цикла. Инжектируя в центре гелий с низкой энергией и дейтерий с высокой энергией, можно надеяться повысить коэффициент усиления для этого цикла в ловушке с двойными пробками до $0,5 \pm 1$. Энергозатраты на гелиевую часть плазмы в этом варианте должны быть незначительными, благодаря большому времени жизни в электростатической центральной яме, особенно за счёт удвоения заряда ионов ${}^3\text{He}^{++}$.

В заключение авторы искренне благодарят Д.Д.Рятова за весьма ценные обсуждения и замечания, В.Г.Дудникова и Г.В.Рослякова за полезные обсуждения, А.А.Иванова и В.А.Целищева за помощь в вычислениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.С.Иоффе, Б.И.Канаев, В.П.Пастухов, Е.Е.Юшманов. ЖЭТФ, 67, 2145 (1974).
2. Ю.В.Готт, М.С.Иоффе, Б.И.Канаев, А.Г.Моттлич, В.П.Пастухов, Р.И.Соболев. Proc. V Intern. Conf. on Plasma Physics and Contr. Fusion Research, Tokyo, 1974, v.1, p.341.
3. F.H.Coensgen, W.F.Cummins, B.G.Logan, A.W.Molvik, W.E.Nexsen, T.C.Simonen, B.W.Stallard, W.C.Turner. UCRL-77255, VII Europ.Conf.Contr.Fusion and Plasma Phys., Losanne, 1975.
4. A.H.Futch, J.P.Holdren, J.Killen, A.A.Mirin. Plasma Physics, 14, 211 (1972).
5. R.W.Werner, G.A.Carlson, J.D.Lee, R.W.Meir, R.F.Post, C.E.Taylor. Proc.IV Intern.Conf.on Plasma Physics and Contr.Nuclear Fusion Research, Madison, 1971, V.III, p. 329.
6. О.А.Лаврентьев. Укр. журнал физики, 8, 440, 446 (1963).
7. A.A.Ware, J.E.Faulkner. Nucl. Fusion, 9, 353 (1969).
8. R.W.Moir, W.L.Barr, R.F.Post. Phys.Fluids, 14, 2531 (1971).
9. G.G.Kelley. Plasma Physics, 9, 503 (1967).
10. V.P.Pastukhov. Nuclear Fusion, 14, 3 (1974).
11. Б.Н.Козлов. Ат. энергия, 12, 238 (1962).
12. Д.В.Сивухин. Вопросы теории плазмы, 4, 181, 1964.
13. K.D.Marx. Physics of Fluids, 13, 1355 (1970).
14. Б.А.Трубинков. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research, Vienna, 1966, V.1, p. 83.
15. Б.Б.Кадомцев. Вопросы теории плазмы, 2, 132, 1963.
16. J.G.Gordey, C.J.H.Watson. Nucl.Fusion, 12, 287 (1972).
17. A.W.Molvik, F.H.Coensgen, W.F.Cummins, W.E.Nexsen, T.C.Simonen. Phys. Rev. Lett., 32, 1107 (1974).
18. R.W.Moir, C.E.Taylor, UCRL-72399, IECES Energy 70 Conf., Las.Vegas, 1970.
19. В.В.Менарг, Jr. H.E.Oakes. Phys. of Fluids, 17, 1923 (1974).
20. Р.Рихтмайер, К.Мартон. "Разностные методы решения краевых задач", М., "Мир", 1972.
21. С.К.Годунов, В.С.Рябенский. "Разностные методы", М., "Наука", 1973.
22. Р.Беллман, Э.Зиддел. "Динамическое программирование и уравнения в частных производных", М., "Мир", 1974.

Работа поступила - 25 декабря 1975 г.

Ответственный за выпуск Г.А. СПИРИДОНОВ

Подписано к печати 5. II - 1976 г. № МН 02633.

Усл. 1,5 печ. л.; тираж 200 экз. Бесплатно

Заказ № 10

Отпечатано на ротационной машине в ИЯЭ СО АН СССР,