

## АМБИПОЛЯРНАЯ ЛОВУШКА: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ<sup>1</sup>

© 1997 г. Г. И. Димов

ГНЦ РФ "Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера" СО РАН

Поступила в редакцию 23.05.97 г.

Описываются и анализируются основные экспериментальные результаты на амбиполярных ловушках *TMX*, *TMX-U* и *ГАММА-10*. Обсуждается проблема продольного энергетического удержания электронов с учетом их вторичной эмиссии на плазмодриемниках. Рассматривается задача откачки ионов, захваченных в термобарьер. Приводится аналитический обзор работ по МГД-стабилизации плазмы высокого давления с  $\beta \sim 1$  в осесимметричной амбиполярной ловушке. Обращается внимание на ключевые вопросы, решение которых необходимо для разработки амбиполярного DT-реактора.

В амбиполярной (тандемной) ловушке термоядерная плазма может удерживаться в длинном соленоиде с относительно небольшим магнитным полем:  $\sim 2$  Тл для D–T-реакции и 5 Тл для D–<sup>3</sup>He-реакции. Вытекание плазмы вдоль магнитного поля может быть предотвращено амбиполярными электрическими барьерами на концах соленоида. При полной аксиальной симметрии амбиполярной ловушки исключаются неоклассические поперечные потери плазмы, а аномальные потери могут быть существенно подавлены. Благодаря этому можно значительно уменьшить радиус плазмы в реакторе и пропорционально радиусу снизить удельную нейтронную нагрузку на первую стенку при повышенной объемной плотности энерговыделения в плазме.

Диверторы располагаются на концах в расширяющемся магнитном поле, при этом снимается проблема их удельной перегрузки вытекающими из ловушки плазменными потоками. Естественная стационарность и простая геометрия существенно облегчают создание термоядерного реактора.

В соленоиде возможно почти полное вытеснение магнитного поля из плазменного столба приповерхностными диамагнитными токами в этом столбе. Благодаря этому существенно снижаются энергетические потери на магнитотормозное (циклотронное) излучение электронов и становится возможной самоподдерживающаяся D–<sup>3</sup>He термоядерная реакция, для которой необходима высокая температура плазмы – около 60 кэВ.

### 1. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Основные эксперименты были проведены на трех крупных амбиполярных ловушках: *TMX* (LLNL) в 1978–1980 гг. [1–3], *TMX-U* (LLNL) в 1982–1987 гг. [4–8] и *ГАММА-10* (University of Tsukuba) в 1985–1994 гг. [9–13].

1.1. В концевых пробкотронах, пристыкованных к соленоиду, были сформированы амбиполярные барьеры для продольного удержания ионов в соленоиде (ионные барьеры): до 300 В в *TMX* (1980) [3], до 1.5 кВ в *TMX-U* (1984) [8] и до 2 кВ в *ГАММА-10* (1992) [14, 15]. При этом в *TMX* ионные барьеры получались за счет повышенной плотности ионов, замагниченных в концевых пробкотронах. В концевых пробкотронах *TMX-U* перед ионными барьерами были сформированы термобарьеры. Это отрицательные электрические барьеры для термоизоляции электронов в ионных барьерах от электронов в соленоиде. Термобарьеры позволили нагревать электроны в ионных барьерах до более высокой температуры и благодаря этому снизить в них плотность замагниченных ионов даже ниже плотности плазмы в соленоиде. К 1986 г. в *TMX-U* удалось осуществить термобарьеры глубиной до 0.7 кВ, длительностью 3–5 мс [8]. В *ГАММА-10* были получены термобарьеры глубиной до 1.3 кВ [15, 16], длительностью до 60 мс, ограниченной продолжительностью рабочего цикла [12].

В экспериментах была продемонстрирована возможность получения очень высоких отношений глубины термобарьеров к электронной температуре в соленоиде  $\phi_b/T_{ec}$ . В ловушке *TMX-U* наблюдалось отношение  $\phi_b/T_{ec} = 6-7$  [8]. В *ГАММА-10* наблюдалось формирование термобарьеров с начальной глубиной  $\phi_b \sim 15T_{ec}$  [16]. Вследствие (в основном) последующего роста электронной

<sup>1</sup>Статья подготовлена к 80-летию М.С. Иоффе (см. номер 9, 1997 г.)

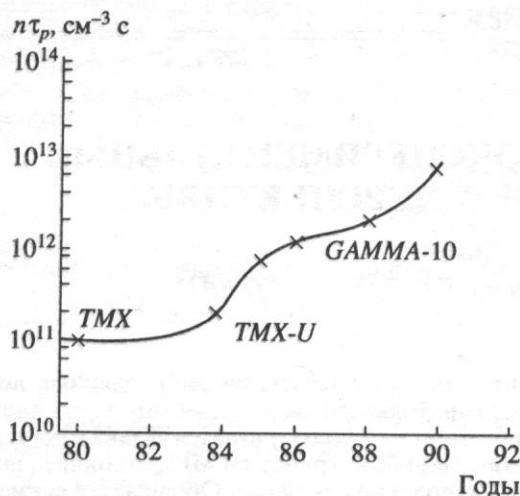


Рис. 1. Рост параметра удержания частиц плазмы  $n\tau_p$ .

температуры отношение  $\phi_b/T_{ec}$  за 20 мс плавно снижалось до четырех. Термобарьеры создавались в средней плоскости концевых пробкотронов ЭЦР-нагревом электронов на 2-й гармонике до поперечной энергии в десятки кэВ и выше. Однако доля удерживаемых в средней плоскости магнитным полем электронов (так называемых  $\mu$ -электронов) с такой энергией, не превышающая 80% [8, 17], недостаточна для создания термобарьеров указанной выше глубины. Эксперимент с выключением ЭЦР-нагрева на *TMX-U* показал, что наряду с указанными высокоэнергетичными  $\mu$ -электронами термобарьеры поддерживают  $\mu$ -электроны с поперечной температурой 1–2 кэВ [8]. В [18, 19] показано, что в термобарьерах *GAMMA-10* кроме электронной популяции с температурой  $\sim 60$  кэВ имеется популяция электронов с температурой в несколько кэВ, которая поступает из ионных барьеров, где она нагревается на 1-й гармонике ЭЦР. Когда наблюдается формирование термобарьеров с очень высоким отношением  $\phi_b/T_{ec}$ , сумма популяций электронов с высокой в десятки кэВ и низкой в несколько кэВ температурой должна быть близкой к 100%. Следует отметить, что в основных режимах работы ловушки глубина термобарьеров составляла  $(4-5)T_{ec}$ .

Продольное время удержания частиц плазмы амбиполярями барьерами было значительно увеличено по сравнению с удержанием магнитными пробками. Максимальное увеличение было 9-кратным в *TMX* (1980) [3], 50-кратным в *TMX-U* (1987) [8] и 1000-кратным в *GAMMA-10* (1988) [10, 11]. В экспериментах неоднократно было показано, что продольное удержание частиц в соленоиде является классическим в соответствии с формулой Пастухова в широком диапазоне параметров [8, 10, 12, 14].

В экспериментах на амбиполярных ловушках имел место значительный прогресс в повышении параметра удержания частиц  $n\tau_p$ , как это показано на рис. 1.

Наилучшие полученные параметры удерживаемой в центральной части ловушки изотропной плазмы достигнуты на *GAMMA-10* в 1990 г. [11].

Значения этих параметров в приосевой области следующие:

плотность плазмы $n_c$	$4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$
продольное время удержания частиц $\tau_{p\parallel}$	2 с
ионный амбиполярный барьер $\phi_c$	1.7 кВ
глубина термобарьера $\phi_b$	1.1 кВ
электронная температура $T_{ec}$	250 эВ
температура изотропных ионов $T_{ic}$	450 эВ.

Время удержания  $\tau_{p\parallel}$  указано по рис. 3 из [11]. Приведенные параметры плазмы, наилучшие по  $n\tau_p$ ,  $T_{ec}$  и  $T_{ic}$ , получены почти одновременно. При  $n\tau_p \sim 0.8 \times 10^{13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}$  с температурой изотропных ионов при  $\phi_c = 1.7$  кВ не должна превышать 320 эВ (по формуле Пастухова).

Плотность амбиполярно удерживаемой плазмы ограничивалась двумя факторами:

1. Низкая плотность плещущихся ионов в ионных барьерах. По данным, приведенным ранее в [9] эта плотность была  $\sim 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Полная плотность плазмы в ионных барьерах превышала эту величину вследствие ионизации поступающего в плазму газа при мощном ЭЦР-нагреве. Тем не менее полная плотность плазмы в барьерах была ограничена, а достигнутое отношение плотности изотропной плазмы в соленоиде к плотности плазмы в ионных барьерах не превышает  $\sim 2.5$ .

- 1.1. Низкий предел величины  $\beta$  по МГД-устойчивости изотропной плазмы в центральном соленоиде *GAMMA-10* на уровне 0.5%.

Без хорошего амбиполярного удержания плазмы во всех указанных выше ловушках достигалась более высокая плотность анизотропной плазмы в соленоиде свыше  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  – с высокой поперечной ионной температурой от 2.5 до 5.6 кэВ [3, 8, 11]. Максимальная поперечная ионная температура в 10 кэВ (при плотности  $2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) была достигнута в соленоиде *GAMMA-10* в 1994 г. [13]. Максимальная электронная температура в 280 эВ была достигнута в ловушке *TMX-U* [8]. Максимальное значение  $\beta$  в 40% наблюдалось в соленоиде ловушки *TMX* в 1980 г. [3].

- 1.2. Аномальные поперечные флотеры плазмы в соленоиде связаны с развитием низкочастотной дрейфовой неустойчивости. Эта неустойчивость в соленоиде *GAMMA-10* была детально исследована методом дифракции Фраунгофера [20, 21]. Наблюдались дрейфовые волны, которые возбуж-

дались на периферии в области максимального радиального градиента плотности с азимутальной фазовой скоростью электронного диамагнитного дрейфа с доплеровским сдвигом из-за  $E \times B$ -вращения плазмы. Диапазон наблюдаемых частот 10–180 кГц. Наблюдались азимутальные моды от 2-й до 9-й. Уровень флюктуаций плотности зависел от шира радиального электрического поля, был около 10% при нулевом шире и снижался до 1–2% при увеличении шира независимо от его знака. Радиальное электрическое поле регулировалось управлением потенциалами секционированных по радиусу концевых приемников плазмы.

Одновременно были проведены измерения поперечного времени жизни частиц в плазменном керне в зависимости от шира электрического поля, они соответствовали теоретически оценкам по уровню флюктуаций. Максимальное время радиального удержания  $\tau_{p\perp} \sim 0.6$  с измерено при плотности плазмы  $\sim 0.5 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, температуре ионов 500–800 эВ и температуре электронов 60–120 эВ [21]. При этом градиентный радиус плазмы  $a$  был  $\sim 12$  см. Соответствующее значение

$$\tau_{p\perp}/\tau_{Bohm} \sim (2-3) \times 10^4, \text{ где } \tau_{Bohm} = \frac{8eB}{3cT} a^2, B \approx 4 \text{ кГс.}$$

Ранее в [10], где подробнее описана процедура измерения  $\tau_{p\perp}$  в соленоиде GAMMA-10, приведено значение  $\tau_{p\perp} > 0.5$  с в керне плазмы с радиусом 8 см, плотностью  $\sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, с поперечной и продольной ионной температурой  $\sim 1.8$  и  $0.1$  кэВ соответственно. Градиентный радиус  $a$  был  $\sim 8$  см. Если принять  $T \sim T_{i\perp}$ , то в этом случае  $\tau_{i\perp}/\tau_{Bohm} > 10^5$ .

Приведенное в [11] энергетическое время жизни изотропных ионов  $\tau_{ie} \sim 0.6$  с при плотности плазмы  $4 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> не выглядит достаточно обоснованным. Тем не менее, если исходить из приведенного в [11] измеренного значения  $\tau_{i\parallel} \sim 2$  с (вероятно, на оси) и принять  $\tau_{ie\parallel} = \frac{3}{2} \frac{\tau_{i\parallel}}{(1 + \varphi_c/T_{ic})}$  по

Пастухову, то при температуре изотропных ионов, близкой к температуре электронов в 250 эВ, когда передачей энергии изотропными ионами электронам можно пренебречь, можно оценить  $\tau_{ie\parallel}$ . При  $T_{ic} \sim 250$  эВ из формулы Пастухова для  $n\tau_{i\parallel}$  находим  $\varphi_c \sim 1.4$  кВ, соответственно  $\tau_{ie\parallel} \sim 0.45$  с. Поперечные потери частиц в плазменном керне диаметром 16 см много меньше продольных [10]. Поэтому можно полагать, что в присоединенной области мог достигаться параметр удержания энергии ионов  $n\tau_{ie} \sim 1.8 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

В [16, 19] приводятся результаты измерений энергетического времени жизни основной популяции электронов  $\tau_{ee}$  в центральной части ловушки GAMMA-10 между термобарьерами с температурой  $\sim 100$  эВ и плотностью  $(0.5-1) \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Учитывался нагрев электронов горячими ионами

в центральном соленоиде и высокотемпературными электронами, проникающими в область между термобарьерами из концевых пробкотронов, где осуществляется ЭЦР-нагрев. Концентрация электронов с высокой температурой 4 кэВ была около 1%. По более поздним измерениям, высокотемпературная популяция электронов в соленоиде имела температуру 3 кэВ при плотности в 2% от полной плотности электронов [15]. Максимальное время удержания энергии электронов в присоединенной области  $\tau_{ee} \sim 0.5$  с получено при достаточно глубоких термобарьерах  $\varphi_b \geq 9T_{ec}$ . Однако скорость энергетических потерь электронов вычислена из разности на порядок более высоких скоростей нарастания энергосодержания и нагрева электронов. Поэтому точность определения высоких значений  $\tau_{ee}$  очень плохая. Из отмеченной на рис. 19 в [19] возможной ошибки следует, что  $\max \tau_{ee} > 0.1$  с.

Измеренная в [19] зависимость  $\tau_{ee}$  от  $T_{ec}$  и  $\varphi_b$  совпадает с энергетическим временем удержания электронов термобарьерами по классической формуле Пастухова. Это может быть объяснено тем, что электроны, ушедшие через термобарьеры, при прохождении ионных барьеров нагреваются сильным СВЧ-полем в них за один пролет до высокой температуры  $\sim 1$  кэВ и выше и выбивают из основной популяции электронов с температурой  $T_{ec} \sim 100$  эВ.

Если принять, что максимальное измеренное в [19] энергетическое время удержания электронов  $\tau_{ee} \sim 0.5$  с при  $\varphi_b \approx 9T_{ec}$  определяется в основном аномальными поперечными потерями, то при градиентном радиусе плазмы  $a \sim 8$  см и температуре электронов  $T_{ec} \sim 100$  эВ получаем для электронов отношение  $\tau_{ee}/\tau_{Bohm} \sim 10^4$ , которое только на порядок меньше достигнутого отношения  $\tau_{i\perp}/\tau_{Bohm} \sim 10^5$  для ионов.

Следует отметить, что в [22] измерялись энергетические времена удержания всех ионов со средней энергией  $\sim 3$  кэВ и электронов с температурой  $\sim 100$  эВ в центральном соленоиде ловушки GAMMA-10 в режиме, при котором амбиполярное продольное удержание было чрезвычайно слабым:  $\varphi_c \sim T_{ic}$  и  $\varphi_b \sim 5T_{ec}$ . Измеренные в этом режиме времена удержания  $\tau_{ie} \sim 7$  мс и  $\tau_{ee} \sim 2$  мс определяются только плохим продольным удержанием и не могут быть отнесены к аномальным поперечным потерям.

1.3. Высокотемпературные популяции электронов, формируемые в концевых пробкотронах ЭЦР-нагревом, имеют не очень большое время жизни и являются источниками быстрых электронов в ловушке. Высокоэнергетическая популяция электронов в термобарьере с температурой  $T_{eh} \gg \varphi_{bE}$  образуется ЭЦР-нагревом на 2-й гармонике, удерживается магнитным полем и уходит в конус потерь. В [17–19, 23] приводятся результа-

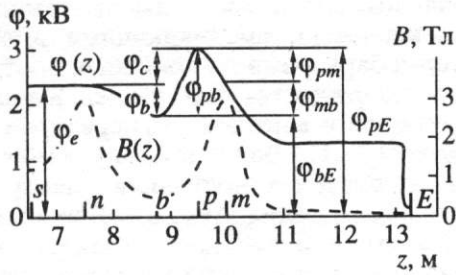


Рис. 2. Распределение потенциала по присоединенной линии магнитного поля в концевой части ловушки GAMMA-10 [28].  $n$  и  $m$  — внутренние и наружная пробки концевой пробкотрона,  $b$  — термобарьер в средней плоскости концевой пробкотрона,  $p$  — ионный барьер,  $E$  — концевой плазмодриемник.

ты экспериментальных исследований формирования, геометрии, энергетического спектра и диффузии в конус потерь высокоэнергетичной популяции электронов с температурой  $T_{eh} = 50-60$  кэВ в термобарьерах установки GAMMA-10. Высокотемпературные электроны из ионных барьеров могут удерживаться в ловушке как магнитным полем, так и в значительной степени электростатическими барьерами  $\phi_e$ . Как это экспериментально показано в [19], функция распределения электронов в ионных барьерах установки GAMMA-10 имеет плато с максимальной энергией  $\phi_{pb} \frac{R_{pb}}{R_{pb} - 1} \sim 5.4$  кэВ, что соответствует “сильному” ЭЦР-нагреву этих электронов [24].

Проводился энергетический анализ электронов, выходящих из ловушки [25]. Наблюдались высокоэнергетичные электроны из термобарьера с энергией до 500 кэВ. Более интенсивный поток наблюдался в энергетическом диапазоне до 10 кэВ. Этот поток состоял из высокотемпературных электронов с температурой в диапазоне 2–6 кэВ (в котором регистрировались электроны в соленоиде [15, 16, 19]) и из горячих электронов с температурой 0.5–1 кэВ. Максимальное значение удерживающих потенциалов составляло  $\phi_e \sim 3.7$  кВ [25]. Такая высота электронных барьеров недостаточна для хорошего удержания даже горячих электронов.

Неожиданным отягчающим обстоятельством оказалось наблюдение интенсивного потока электронов на плазмодриемники с энергией в диапазоне до 10 кэВ, который превосходил поток ионов в 20–100 раз [26–28]. При этом поток горячих электронов с температурой 0.5–1 кэВ преобладал и составлял свыше 80% (до 99%) общего потока электронов [28].

Значительное превышение потока электронов над потоком ионов из ловушки связано прежде всего со вторичной электронной эмиссией (ВЭЭ). Коэффициент ВЭЭ при бомбардировке

плазмодриемников электронами имеет максимум, превышающий единицу, как раз в области энергии большинства горячих электронов [26]. При температуре вторичных электронов  $\sim 10$  эВ, несмотря на большое пробочное отношение магнитного поля в концевой области, большинство вторичных электронов, ускоряясь, проникают в концевую пробкотрон. Из рис. 1 в [26] и рис. 2 в [28] следует, что в потоке электронов на плазмодриемники не наблюдались низкотемпературные электроны. По-видимому, отраженных магнитным полем вторичных электронов с температурой  $\sim 10$  эВ было очень мало или они разогревались какой-либо неустойчивостью. Вторичные электроны за один пролет ионного барьера существенно нагреваются сильным СВЧ-полем и захватываются в концевой пробкотрон. Затем вследствие многократного рассеяния они вылетают из пробкотрона на плазмодриемники. Из-за высокого коэффициента ВЭЭ и слабого отражения вторичных электронов магнитным полем происходит многократное повышение электронных потоков на плазмодриемники и в обратном направлении.

Плотность потока электронов на плазмодриемник и их энергетический спектр измерялись прибором, установленным на боковой силовой линии магнитного поля, сдвинутой примерно на 4 см от оси в центральном соленоиде [25–28]. На рис. 2 представлено типичное распределение потенциала по этой силовой линии в концевой части ловушки по [28]. Важной особенностью этого распределения является превышение потенциала во внешней пробке над потенциалом во внутренней пробке. Вследствие этого в пространстве скоростей пробкотрона, представленном на рис. 3б, появляется коническая щель между областью удержания электронов в пробкотроне III и областью пролетных электронов из центральной части ловушки II.

При пробочном отношении магнитного поля в концевой области  $R_{mE} = 300$  и распределении потенциала по рис. 2 в пробкотрон проникают вторичные электроны с поперечной эмиссионной энергией до 8.6 эВ. Они являются главным источником электронов на поверхности  $E$  (рис. 3). При этом их количество нарастает к периферии поверхности  $E$ . Большинство этих электронов за один пролет ионного барьера получают большую поперечную энергию от резонансного СВЧ-поля и захватываются в пробкотрон, как это показано стрелками  $j_{es}$  на рис. 3а. После их многократного рассеяния они могут попасть в коническую щель потерь на плазмодриемник, не проникая в центральную часть ловушки (рис. 3б). По-видимому, эти нагретые вторичные электроны и составляют основную часть потока электронов на плазмодриемники с температурой до 1 кэВ. Небольшая часть вторичных электронов при пролете ионно-

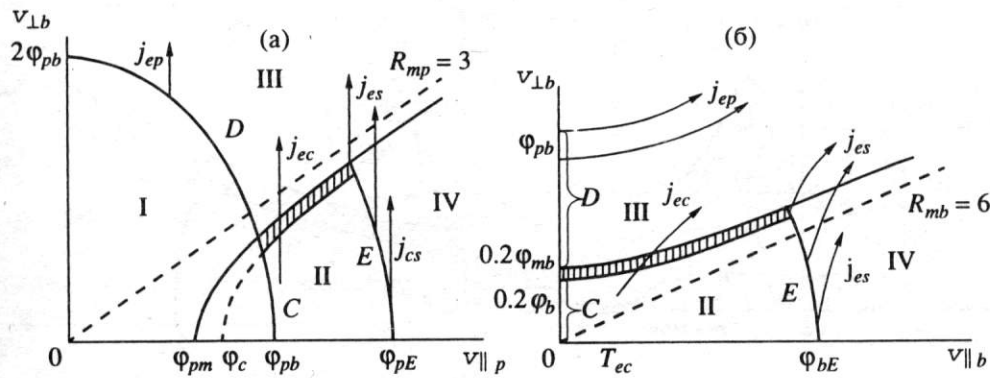


Рис. 3. Пространство скоростей электронов в ионном барьере (а) и в термобарьере (б). Величины характерных скоростей обозначены соответствующими потенциалами согласно рис. 2. I – область захваченных в ионный барьер электронов, II – область пролетных электронов из центральной ловушки, III – область захваченных в концевой пробкотрон электронов, IV – конус потерь на концевой плазмодриемник. Заштрихована область электронов, пролетающих в соседнее запробочное пространство. Стрелками обозначены потоки электронов под воздействием “сильного” ЭЦР-нагрева в ионном барьере.

го барьера может замедляться и попадать с поверхности  $E$  в область II, что будет означать их попадание в центральную часть ловушки.

Высокотемпературная часть потока, возможно, связана в основном с электронами из ионного барьера, выходящими через границу  $D$ , как это показано стрелками  $j_{ep}$  на рис. 3. В высокотемпературную популяцию электронов в центральной части ловушки основной вклад могут вносить нагретые в ионном барьере и рассеянные пролетные электроны из области II (стрелки  $j_{ec}$  на рис. 3).

В последние годы на установке GAMMA-10 ведутся эксперименты по подавлению эмиссии электронов с плазмодриемников с помощью сеток с прозрачностью свыше 80%, на которые подается отрицательное напряжение относительно плазмодриемников [29, 30]. Ток вторичных электронов непосредственно не измеряется. В этих экспериментах поток электронов на плазмодриемники превышает ионный в 100–150 раз. Удалось подавить этот ток только в 2 раза вместо ожидаемого ослабления примерно в 5 раз. В [31] сообщается об обнаружении потока холодных ионов на тыльную поверхность плазмодриемников, равного примерно половине потока электронов на плазмодриемники из ловушки. Это означает наличие в концевых пробкотронах ловушки больших поперечных потерь ионов, превышающих в ~50 раз поток ионов на плазмодриемники из ловушки. Возможно, это связано с тем, что в последние годы в концевых пробкотронах GAMMA-10 не генерируются плещущиеся ионы, а ионная популяция в ионных барьерах создается ионизацией газа электронами, разогреваемыми мощным СВЧ-полем. Если действительно половина электронного потока из ловушки обязана газовым разрядам в ионных барьерах, то другая половина этого пото-

ка, превосходящая поток ионов более чем в 50 раз, является результатом эмиссии вторичных электронов.

Описанные качественные представления о поведении электронов в концевой части ловушки позволяют понять ограниченность электронной температуры в центральном соленоиде ловушки GAMMA-10 и объяснить это относительно небольшим энергетическим временем продольного удержания как электронов основной популяции (для которых удерживающий потенциал  $\Phi_b = (4-5)T_{ec}$  в основных режимах), так и высокотемпературных электронов с температурой порядка или выше  $\Phi_e$  и горячих электронов, для которых удерживающие потенциалы незначительно превышают температуру.

1.4. Итак, в тандемных ловушках TМХ, TМХ-U и GAMMA-10 было повышено продольное удержание частиц в 9–1000 раз по сравнению с классическим пробкотроном. В приосевой области центрального соленоида GAMMA-10 при плотности плазмы  $4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  достигнуты параметры удержания  $n\tau_p \sim 0.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3} \text{ с}$  и  $n\tau_{ie} \sim 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3} \text{ с}$ , которые примерно в 50 раз выше достигнутых в лучшем классическом пробкотроне 2ХПВ [32]. Относительно умеренное повышение параметра  $n\tau_p$  связано с тем, что температура изотропных ионов центрального соленоида GAMMA-10 значительно ниже ионной температуры в 2ХПВ. Достигнуто достаточно высокое поперечное время удержания: максимум  $\tau_{i\perp} \sim 10^5 \tau_{Bohm}$ , максимум  $\tau_{e\perp} > 10^4 \tau_{Bohm}$ .

Достигнутая температура плазмы в центральном соленоиде недостаточно высокая: максимум  $T_{ec} \sim 280 \text{ эВ}$ , максимум температуры изотропных ионов  $T_{ic} \sim 450 \text{ эВ}$ . Это связано с тем, что основная популяция электронов в центральной части

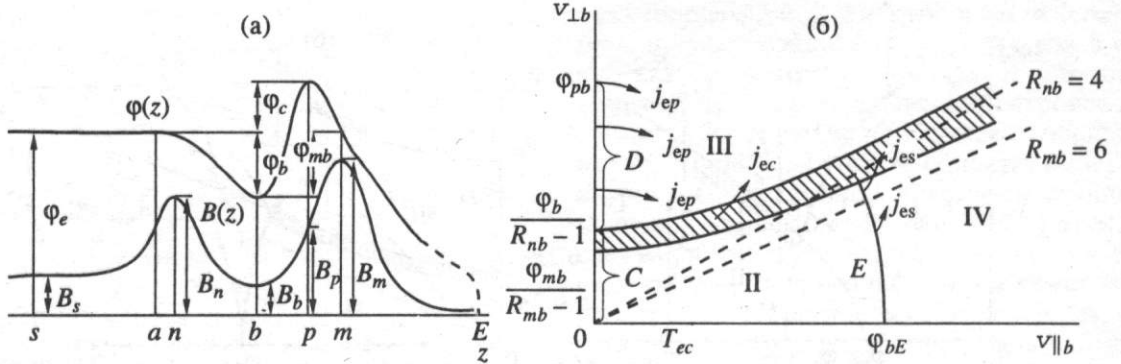


Рис. 4. а – распределение магнитного поля и потенциала при  $B_n < B_m$ ; б – соответствующее пространство скоростей электронов в термобарьере. Обозначения, как на рис. 2 и 3. Заштрихована область электронов, пролетающих в центральную ловушку. Стрелками обозначены потоки электронов при “слабом” ЭЦР-нагреве в ионном барьере.

ловушки удерживается только термобарьерами, высота которых в основных режимах ловушки не превышает электронные барьеры в классическом пробкотроне. Запробочные электронные барьеры в GAMMA-10 не работают нормально из-за сильного ЭЦР-нагрева электронов в ионных барьерах и вторичной эмиссии электронов из плазмприемников.

Для улучшения удержания электронов в ловушке GAMMA-10 необходимы переход к слабому ЭЦР-нагреву в ионных барьерах и устранение притока газа в эти барьеры. Понижение магнитного поля во внутренних пробках приведет к попаданию быстрых электронов из концевых пробкотронов в центральную ловушку (рис. 4), где значительная часть их до ухода в конус потерь успеет потерять энергию до подбарьерной (см. разд. 2). Повышение плотности изотропной плазмы в центральном соленоиде может быть достигнуто увеличением плотности плещущихся ионов в ионных барьерах.

1.5. Кроме приведенных выше основных экспериментальных результатов как на установках *TMX*, *TMX-U* и *GAMMA-10*, так и на других амбиполярных ловушках *RHAEDRUS* [33], *TARA* [34] и *НПЕИ* [35, 36] были получены важные результаты по физике удержания и устойчивости плазмы. Обширные исследования по микроустойчивости плазмы проведены на установках *TMX* и *TMX-U* [37] и на установке *GAMMA-10* [38, 39].

В развитии амбиполярной ловушки важнейшую роль сыграли реализации наклонной инжекции атомарных пучков в пробкотроны [4], термобарьеров [5], управления поперечным электрическим полем в плазме [6] и высокого вакуума с коэффициентом рециклинга водорода на стенках вакуумной камеры, близким к единице [40]. При наклонной инжекции ионов в концевые пробкотроны достигнута, в частности, микроустойчи-

вость в их средней плоскости, где подавлены самые опасные микронеустойчивости: дрейфово-конусная и альфвеновская циклотронная.

## 2. ПРОБЛЕМА ПРОДОЛЬНОГО УДЕРЖАНИЯ ЭНЕРГИИ ПЛАЗМЫ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ

Для продольного удержания плазмы в амбиполярной ловушке контролируемо формируются на концах только электрические амбиполярные барьеры, предназначенные для удержания ионов [41]. Намного более подвижные электроны удерживаются автоматически положительным потенциалом плазмы относительно запробочных плазмприемников. Положительной зарядкой плазмы уходящими электронами этот потенциал подстраивается к значению, при котором обеспечивается равенство потерь электронов и ионов. Ионные барьеры с потенциалом  $\varphi_c$  относительно центральной ловушки (соленоида) формируются в концевых пробкотронах в магнитном поле  $B_p > B_s$ , где  $B_s$  – поле в соленоиде. Концевые плазмприемники находятся в расширенном магнитном поле  $B_E \ll B_s$ . Их потенциал  $\varphi_e$ , отрицательный относительно соленоида, удерживает электроны. Плавающий потенциал плазмприемников обычно отрицательный относительно корпуса ловушки. Коррекцией этого потенциала можно регулировать поперечное распределение потенциала плазмы в соленоиде относительно стенок вакуумной камеры.

2.1. Время продольного удержания ионов в центральной ловушке  $\tau_{i\parallel}$  при  $R_{ps} = B_p/B_s > 1$  определяется формулой Пастухова [42, 43]

$$\tau_{i\parallel} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \tau_{ic} G \left( \frac{R_{ps}}{2} \right) \frac{\varphi_c}{T_{ic}} \left( 1 + \frac{T_{ic}}{2\varphi_c} \right)^{-1} e^{\frac{\varphi_c}{T_{ic}}}, \quad (1)$$

где

$$\tau_{ic} = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \frac{\sqrt{M_i}}{e^4 \lambda_i n_c} T_{ic}^{3/2}, \quad G(x) = \sqrt{1 + \frac{1}{x}} \ln \frac{\sqrt{1 + \frac{1}{x}} + 1}{\sqrt{1 + \frac{1}{x}} - 1}$$

Отношение магнитного поля на плазмopриемнике  $B_E$  к полю в соленоиде  $R_{Es} = B_E/B_s \ll 1$ , поэтому время жизни электронов  $\tau_{e||}$  определяется формулой Коена и др. [44]:

$$\tau_{e||} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \tau_{ec} e^{\varphi_e/T_{ec}}, \quad \text{где } \tau_{ec} = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \frac{\sqrt{m}}{e^4 \lambda_e n_c} T_{ec}^{3/2}. \quad (2)$$

При  $\tau_{e||} = \tau_{i||} = \tau_{p||}$  и  $T_{ec} = T_{ic} = T_c$  из (1), (2) следует

$$\frac{\varphi_e}{T_c} = \frac{\varphi_c}{T_c} + \ln \left[ 2 \sqrt{\frac{M_i \lambda_e}{m \lambda_i}} G \left( \frac{R_{ps}}{2} \right) \frac{\varphi_c}{T_c} \left( 1 + \frac{T_c}{2\varphi_c} \right)^{-1} \right]. \quad (3)$$

Средняя энергия, выносимая ионом,  $\langle \varepsilon_{i||} \rangle = T_{ic} + \varphi_c$ , а средняя энергия, уносимая электроном,  $\langle \varepsilon_{e||} \rangle = \varphi_e$ . Продольное энергетическое время жизни плазмы при  $T_{ec} = T_{ic}$

$$\tau_{e||} = \tau_{p||} \frac{3T_c}{\varphi_e + \varphi_c + T_c}. \quad (4)$$

Имея в виду поперечные энергетические потери плазмы, следует принять  $n\tau_{e||} > n\tau_F$ , где  $n\tau_F \approx 1.5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}$  для DT-реактора при температуре  $T_{ic} = 20\text{--}25 \text{ кэВ}$  по Лоусону. Условие  $n\tau_{e||} > n\tau_F$  выполняется при высоте ионного барьера  $\varphi_c = (4\text{--}4.5)T_c$ . Для  $T_c = 20 \text{ кэВ}$ ,  $n_c = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $R_{ps} = 2.5$  этим значениям  $\varphi_c$  соответствуют электронные барьеры  $\varphi_e = (10.9\text{--}11.8)T_c$  и величины  $n\tau_{e||} = (2\text{--}4) \times 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}$ . При этом доля энергии, уносимой электронами,  $\frac{\langle \varepsilon_{e||} \rangle}{\langle \varepsilon_{i||} \rangle} = \frac{\varphi_e}{\varphi_e + \varphi_c + T_c}$  составляет  $\approx 68\%$ .

Создание термобарьеров для электронов между центральной частью ловушки и ионными барьерами, предложенное в [45], позволяет формировать ионные барьеры при низкой плотности замагниченных ионов в них  $n_p$ , благодаря чему многократно снижается мощность на поддержание замагниченных ионов, пропорциональная  $n_p^2$ .

При "слабом" ЭЦР-нагреве электронов в ионном барьере высота этого барьера  $\varphi_c$  определяется формулой [44, 46]:

$$\varphi_c = \left( \frac{T_{ep}}{T_{ec}} - 1 \right) \varphi_b - T_{ep} \ln \gamma \left( \frac{n_c}{n_p} \sqrt{\frac{T_{ec}}{T_{ep}}} \right), \quad (5)$$

где  $T_{ep}$  – температура электронов в ионном барьере,  $\varphi_b$  – глубина термобарьера. Коэффициент  $\gamma > 1$

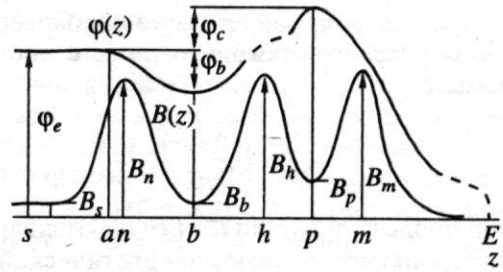


Рис. 5. Распределение магнитного поля и потенциала в двойном концевом пробкотроне.

учитывает рассеяние в ионный барьер высокоэнергетических электронов из термобарьера [46]. Формула (5) справедлива при  $\exp(-\varphi_{pb}/T_{ep}) \ll 1$ , когда кулоновское рассеяние электронов преобладает над их резонансным нагревом. Для выполнения последнего условия необходимо ограничить амплитуду СВЧ-поля в ионном барьере величиной, оцененной в [24]. Формула (5) справедлива как для одиночных барьерных пробкотронов, в которых сочетаются ионный барьер и термобарьер (рис. 4а), при условии  $R_{pb} < \varphi_{pb}/T_{ep}$ , так и для двойных барьерных пробкотронов (рис. 5) при условии  $R_{hp} \gg T_{ec}/\varphi_{pb}$  [45]. В двойных пробкотронах термобарьер и ионный барьер разделены магнитным холмом и вследствие этого коэффициент  $\gamma = 1$ .

Обозначения разностей потенциалов  $\varphi$  и отношений магнитных полей  $R$  двойными индексами здесь и далее по рис. 2, 4а и 5.

Для  $\varphi_{pb} = \varphi_c + \varphi_e = 2.5T_{ep}$ ,  $n_c/n_p = 3$  из (5) определим, что для достижения высоты ионных барьеров  $\varphi_c = (4\text{--}4.5)T_{ec}$  достаточна глубина термобарьеров  $\varphi_b = 4.2T_{ec}$ . При этом отношение температур  $T_{ep}/T_{ec} = 3.3\text{--}3.5$ . При увеличении отношения  $n_c/n_p$  необходимая глубина термобарьеров  $\varphi_b$  увеличивается, но до приемлемой величины.

При "сильном" ЭЦР-нагреве электронов в ионном барьере высоту этого барьера в одиночном барьерном пробкотроне можно определить по формуле [24]

$$\varphi_c = T_{ec} \left[ \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \left( 1 - \frac{1}{R_{pb}} \right) \frac{n_p}{n_c} e^{\frac{\varphi_b}{T_{ec}} \left( 1 - \frac{1}{R_{nb}} \right)^{2/3}} \right] - \varphi_b. \quad (6)$$

Для небольших значений  $n_c/n_p$  и  $R_{nb}$  из формулы (6) получим  $\varphi_b < \varphi_c$ . Однако для  $n_c/n_p > 3$  и  $R_{nb} \leq 10$  и для "сильного" ЭЦР-нагрева электронов в ионном барьере  $\varphi_b > \varphi_c$ .

2.1.1. Для максвелловского распределения электронов в центральной ловушке в случае ее малой длины электроны, покидающие ловушку, попадают на плазмopриемники с нулевой энерги-

ей. При пролете длинной ловушки подбарьерные электроны рассеиваются по энергии с постоянной времени

$$\tau_{e^2} = \frac{1}{4} \tau_{ec} \left( \frac{\Phi_e}{T_{ec}} \right)^{5/2}.$$

За время пролета ловушки  $t_{\parallel} \approx L/v_{\parallel}(\Phi_e)$  подбарьерные электроны испытывают энергетический разброс  $\sqrt{\langle \Delta \epsilon_e^2 \rangle_L} = \Phi_e \sqrt{\frac{t_{\parallel}}{\tau_{e^2}}}$ . Здесь  $L$  – длина ловушки,

$v_{\parallel}(\Phi_e)$  – скорость электронов с энергией  $\Phi_e$ . Вследствие этого электроны попадают на плазмоприемники с конечной средней энергией  $\sqrt{\langle \Delta \epsilon_e^2 \rangle_L}$ . Для реактора длиной  $L \sim 100$  м,  $n_c = 2 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,

$T_c = 20$  кэВ,  $\Phi_c = 4T_c$  величина  $\sqrt{\langle \Delta \epsilon_e^2 \rangle_L} \sim 1$  эВ. Таким образом, при классическом удержании максвелловской плазмы энергия электронов, попадающих на плазмоприемники, мала.

2.2. Рассмотрим поведение в ловушке электронов, поступающих в нее с плазмоприемников вследствие вторичной эмиссии. Поперечная энергия вторично-эмиссионных электронов, с которой они могут проникнуть в концевые пробкотроны, ограничивается величиной

$$w_{s \perp E} \leq \frac{\Phi_{mE} + w_{sE}}{R_{mE}},$$

где  $w_{sE}$  – полная энергия вторичных электронов из плазмоприемников. Эти электроны в центре концевых пробкотронов (в термобарьерах) будут иметь поперечную энергию

$$w_{s \perp b} = w_{s \perp E} R_{bE} \leq \frac{\Phi_{mE} + w_{sE}}{R_{mb}}. \quad (7)$$

Граница конуса потерь электронов в концевых пробкотронах в сторону плазмоприемников определяется уравнением

$$w_{\perp b}^* = \frac{w_b^* + \Phi_{mb}}{R_{mb}},$$

где  $w_{\perp b}^*$  и  $w_b^*$  – граничная кинетическая поперечная и полная энергия частиц в термобарьерах. Полная кинетическая энергия вторичных электронов в термобарьерах

$$w_{sb} = \Phi_{bE} + w_{sE}.$$

Подставляя это выражение в уравнение границы конуса потерь, с учетом соотношения  $\Phi_{bE} + \Phi_{mb} = \Phi_{mE}$  получим на границе конуса

$$w_{s \perp b}^* = \frac{\Phi_{mE} + w_{sE}}{R_{mb}}. \quad (8)$$

Из (7) и (8) следует  $w_{s \perp b} \leq w_{s \perp b}^*$ . Это означает, что прошедшие в концевые пробкотроны вторичные электроны все попадают во внешние конусы потерь. Если магнитное поле во внутренних пробках концевых пробкотронов  $B_n$  сделать меньше поля во внешних пробках ( $R_{nb} < R_{mb}$ ), то внутренние конусы потерь будут охватывать внешние, несмотря на то, что  $\Phi_{mb} > \Phi_b$ , как это показано на рис. 4б. При этом условии вторичные электроны, попавшие в концевой пробкотрон, без задержки пройдут в центральную ловушку и затем выйдут через противоположный концевой пробкотрон. Их средняя энергия при поступлении на противоположный плазмоприемник будет незначительной, равной  $\sqrt{\langle \Delta \epsilon_e^2 \rangle_L + \langle w_{sE}^2 \rangle} \approx \langle w_{sE} \rangle$ .

Поскольку в рассматриваемых условиях энергия падения на плазмоприемник как основных электронов из ловушки, так и возвратных вторично-эмиссионных электронов достаточно мала, то коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии может быть много меньше единицы.

2.2.1. Однако вследствие выбивания вторичных электронов ионами с энергией  $\Phi_{pE} + T_{ic}$  коэффициент эмиссии вторичных электронов на одну электрон-ионную пару  $\sigma_e$  может быть больше единицы. Оценим влияние потока вторичных электронов, протекающих через ловушку, на энергетическое время жизни электронов в ловушке. Поскольку время жизни вторичных электронов в ловушке равно времени пролета через нее  $t_{\parallel} \ll \tau_{p\parallel}$ , то плотность этих электронов в

ловушке можно оценить величиной  $\Delta n_{es} = \sigma_e \frac{n_c}{\tau_{p\parallel}} t_{\parallel}$ .

По условию квазинейтральности плотность основных электронов должна уменьшаться на величину  $\Delta n_{ec} = -\Delta n_{es}$  за счет уменьшения времени их

жизни  $\tau_{e\parallel}$  на величину  $\Delta \tau_{e\parallel} = \tau_{p\parallel} \frac{\Delta n_{ec}}{n_c} = -\sigma_e t_{\parallel}$ . При

этом автоматически должен уменьшаться электронный барьер  $\Phi_e$ , в соответствии с формулой (2), на величину  $\Delta \Phi_e = T_{ec} \Delta \tau_{e\parallel} / \tau_{p\parallel}$ . Из выражения энергетического времени жизни электронов  $\tau_{e\parallel} = \frac{3T_{ec}}{2\Phi_e} \tau_{e\parallel}$  можно найти его относительное уменьшение

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \tau_{e\parallel}}{\tau_{e\parallel}} &= \frac{\Delta \tau_{e\parallel}}{\tau_{e\parallel}} - \frac{\Delta \Phi_e}{\Phi_e} \approx \frac{\Delta \tau_{e\parallel}}{\tau_{p\parallel}} \left( 1 - \frac{T_{ec}}{\Phi_e} \right) \approx \\ &\approx -\sigma_e \left( 1 - \frac{T_{ec}}{\Phi_e} \right) \frac{t_{\parallel}}{\tau_{p\parallel}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Для вышеприводимых реакторных параметров отношение  $t_{\parallel} / \tau_{p\parallel} \sim 10^{-7}$ . При этом, как следует из



(9), снижением энергетического времени жизни электронов вследствие вторичной эмиссии даже при  $\sigma_c \gg 1$  можно пренебречь.

2.2.2. Как указывалось в разд. 1, при формировании ионных барьеров  $\phi_c$  "сильным" ЭЦР-нагревом на 1-й гармонике поперечная энергия вторичных электронов может значительно возрастать за один пролет области резонансного нагрева в ионном барьере (рис. 3). При "сильном" ЭЦР-нагреве, когда резонансный нагрев электронов преобладает над их кулоновским рассеянием в ионном барьере, электроны покидают ионный барьер с высокой средней поперечной энергией. Электроны с большой поперечной энергией удерживаются в концевых пробкотронах и могут иметь энергию значительно выше барьеров  $\phi_c$ . В результате функция распределения электронов, удерживаемых в ловушке, становится в целом немаксвелловской со значительными высокотемпературными компонентами. Как следствие этого, значительная часть электронов поступает на плазмодриемники из ловушки с высокой энергией. Вторичная электрон-электронная эмиссия резко возрастает, возникает "третичная" и т.д. электронная эмиссия. Увеличивается поступление вторичных электронов в ловушку. Энергозатраты на ЭЦР-нагрев электронов в ионном барьере возрастают.

Чтобы существенно ослабить указанные отрицательные эффекты ЭЦР-нагрева и вторичной электронной эмиссии, как нам представляется, необходимо:

- 1) ограничиться "слабым" ЭЦР-нагревом в ионном барьере;
- 2) магнитное поле во внутренних пробках концевых пробкотронов сделать заметно меньше поля во внешних пробках ( $B_n < B_m$ );
- 3) принять меры к уменьшению ВЭЭ и усилению отражения вторичных электронов из плазмодриемников на входе в концевые магнитные пробки.

При переходе от "сильного" к "слабому" ЭЦР-нагреву время жизни электронов в ионном барьере может увеличиться на порядок (соответственно уменьшится их выходящий поток), а энергия выходящих из этого барьера электронов существенно понизится. При  $B_n < B_m$  эти электроны могут выходить из концевых пробкотронов только в основную центральную часть ловушки (рис. 4б), будут удерживаться магнитными пробками во всей ловушке, и их уход в конус потерь благодаря большим пробочным отношениям  $R_{ns}$  и  $R_{ms}$  будет относительно небольшим. При слабом ЭЦР-нагреве амплитуда СВЧ-поля в ионных барьерах значительно меньше (см. [24]), и его воздействие на пролетающие вторичные электроны из плазмодриемников существенно слабее.

2.2.3. Оценим уход в конус потерь центральной ловушки быстрых электронов, поступающих из концевых пробкотронов при  $B_n < B_m$ . Будем предполагать, что плотность быстрых электронов в центральной ловушке мала по сравнению с плотностью основной популяции электронов с температурой  $T_{ec}$ . Поведение быстрых электронов со скоростью  $v > 2.4 v_{T_{ec}}$  в однородной плазме в центральном соленоиде может быть описано при  $\rho_e \gg D$ , где  $D$  – дебаевский радиус, стационарным уравнением Фоккера–Планка вида [47]

$$\begin{aligned} & -\frac{\Pi}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left( F + \frac{mT_{ec}}{p} \frac{\partial F}{\partial p} \right) - \\ & - \frac{\Pi}{p^3 \sin \vartheta} \left( 1 - \frac{mT_{ec}}{2p^2} \right) \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial F}{\partial \vartheta} \right) = q. \end{aligned} \tag{10}$$

Здесь  $\Pi = 4\pi e^4 m n_c \lambda$ ,  $F(p, \vartheta)$  – функция распределения быстрых электронов,  $q$  – источник быстрых электронов,  $\lambda$  – кулоновский логарифм. Предполагается симметрия распределения  $F$  относительно импульса  $p$ , а функция распределения основной популяции электронов изотропной максвелловской с температурой  $T_{ec}$ , поскольку  $T_{ec} \ll \phi_e$ . Плотности токов в импульсном пространстве в сферической системе координат для быстрых электронов определяются формулами [47]

$$\begin{aligned} j_p &= -\Pi \frac{1}{p^3} \left( pF + mT_{ec} \frac{\partial F}{\partial p} \right), \\ j_\vartheta &= -\Pi \frac{1}{p^2} \left( 1 - \frac{mT_{ec}}{2p^2} \right) \frac{\partial F}{\partial \vartheta}. \end{aligned} \tag{11}$$

Примем функцию распределения быстрых электронов, удерживаемых магнитными пробками, в виде

$$F = C e^{-\frac{p^2}{2mT_{eff}}} \ln \frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta_0}, \tag{12}$$

где  $\sin \vartheta_0 = 1/\sqrt{R_{ms}}$ ,  $T_{eff}$  – температура быстрых электронов из концевых пробкотронов в центральной ловушке. Для такого вида  $F(p, \vartheta)$  при

$$\frac{p^2}{mT_{ec}} > \frac{2\phi_e}{T_{ec}} \gg 1$$

$$\begin{aligned} j_p &= -C\Pi \left( 1 - \frac{T_{ec}}{T_{eff}} \right) \frac{1}{p^2} e^{-\frac{p^2}{2mT_{eff}}} \ln \frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta_0}, \\ j_\vartheta &= -C\Pi \frac{1}{p^2} e^{-\frac{p^2}{2mT_{eff}}} \operatorname{ctg} \vartheta. \end{aligned} \tag{13}$$

Поток быстрых электронов с энергией  $p^2/2m > \phi_e$  вниз по энергии в область, где электроны

удерживаются потенциальными барьерами,  $I_p = -8\pi m\varphi_e \int_{\vartheta_0}^{\pi} j_p \sin \vartheta d\vartheta$ . Поток таких быстрых электронов в конус потерь  $I_{\vartheta} = -4\pi \sin \vartheta \int_{\sqrt{2m\varphi_e}}^{\infty} j_{\vartheta} p dp$ . Используя формулы (11), получим отношение потоков

$$\frac{I_{\vartheta}}{I_p} = \frac{1}{2} \frac{1}{K \left(1 - \frac{T_{ec}}{T_{eff}}\right)} e^{\frac{\varphi_e}{T_{eff}}} \left[ -E_i \left( -\frac{\Phi}{T_e} \right) \right], \quad (14)$$

где

$$K = \frac{\ln \left[ \left( 1 + \sqrt{1 - \frac{1}{R_{ms}}} \right)^2 R_{ms} \right]}{2 \sqrt{1 - \frac{1}{R_{ms}}}} - 1.$$

Из уравнения (10) при  $\frac{mT_{eff}}{p^2} < \frac{T_{eff}}{2\varphi_e} \ll 1$  получим выражение для источника быстрых электронов с распределением (12):

$$q(p, \vartheta) \approx 2\sqrt{2} \frac{F(T_{ec})}{\tau_e (T_{eff})} \frac{\sqrt{mT_{ep}}}{p} \times \left[ \left( 1 - \frac{T_{ec}}{T_{eff}} \right) \ln \frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta_0} + \frac{mT_{eff}}{p^2} \right]. \quad (15)$$

В случае  $F \propto C_* p \exp\left(-\frac{p^2}{2mT_{eff}}\right)$  для соответствующего источника  $q_*$  будем иметь примерно  $q_* \sim pq$ , что означает обеднение источника медленными электронами. Тем не менее отношение  $I_{\vartheta}/I_p$  в этом случае возрастает незначительно по сравнению с (14).

Из (14) найдем долю теряемых в конус потерь быстрых электронов с энергией  $p^2/2m > \varphi_e$  при  $B_n < B_m$ , равную  $I_{\vartheta}/(I_p + I_{\vartheta})$ . Электроны с энергией  $p^2/2m > \varphi_e$  составляют долю от всех высокотемпературных электронов с распределением (12), равную

$$\frac{\Delta n_f}{n_f} = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\varphi_e}{T_{eff}}} e^{-t} \sqrt{t} dt.$$

В результате в конус потерь будет уходить небольшая доля высокотемпературных электронов, равная  $\frac{\Delta n_f}{n_f} \frac{I_{\vartheta}}{I_p + I_{\vartheta}}$ . Функция распределения быстрых электронов из концевых пробкотронов

в ловушке может быть неоднотемпературной. Приведенная оценка ухода в конус потерь может быть сделана отдельно для каждой популяции быстрых электронов.

2.2.4. Оцененная выше доля высокотемпературных электронов из концевых пробкотронов, выходящих из ловушки в магнитный конус потерь, будет приходить на плазмодриемники с повышенной энергией и вызывать вторичную эмиссию электронов. Все ионы падают на плазмодриемники с высокой энергией и будут выбивать из них электроны. Поэтому полезно уменьшать эмиссию и выход электронов с приемных поверхностей, а также следует трансформировать продольную энергию вторичных электронов в поперечную в области слабого магнитного поля у плазмодриемников, что приведет к их отражению сильным магнитным полем до входа в концевые пробкотроны и возврату на плазмодриемники с низкой энергией.

Из металлов, которые пригодны для изготовления плазмодриемников или для покрытия их поверхности, наименьшими коэффициентами ВЭЭ  $\sigma$  обладают бериллий, титан и алюминий, для которых  $\max \sigma = 0.55, 0.83, 0.88$  соответственно при энергии падающих электронов  $E_p = 200-300$  эВ [48]. Коэффициент  $\sigma$  монотонно падает до нуля с уменьшением  $E_p \approx 200$  эВ. Энергетический спектр вторичных электронов в основном состоит из пика истинно вторичных электронов шириной 10–15 эВ с максимумом при 2–3 эВ и широкого распределения неупруго отраженных электронов со средней энергией  $\sim 0.5E_p$ . Коэффициент эмиссии вторичных электронов  $\eta$  с энергией выше 50 эВ составляет для Ве до 10%, для Тi – до 28% и для Аl – до 24% [48]. Эти электроны с большей вероятностью будут отражаться нарастающим магнитным полем (с учетом электрического поля). Поэтому важное значение имеет максимум разности  $\sigma - \eta$ : для Ве – 0.45, для Тi – 0.58 и для Аl – 0.64. Рекомендуется использовать шероховатую рыхлую поверхность, что может уменьшить эмиссию вторичных электронов примерно в 2 раза [48]. По-видимому, рационально напылять титан на пескоструенную прогретую нержавеющей сталь.

Ионно-электронная эмиссия (ИЭЭ) под действием бомбардировки ионов изотопов водорода чистых поликристаллических металлических поверхностей минимальна для металлов с атомным номером  $11 \leq Z \leq 26$ , слабо зависит от вида металла в этом интервале  $Z$  и имеет характерную зависимость от скорости ионов. При малых скоростях имеет место только потенциальная ИЭЭ с коэффициентами 6–8% для Аl, Тi и Ве. С повышением скорости выше пороговой начинается кинетическая ИЭЭ. Коэффициент ИЭЭ повышается до единицы при скорости ионов водорода  $\sim 2 \times 10^8$  см/

и достигает максимума около 1.5 при скорости ионов  $\sim 4 \times 10^8$  см/с, затем плавно снижается [49–51]. Для неочищенных металлических поверхностей в вакууме  $\sim 10^{-6}$  Тор коэффициент ИЭЭ может превышать единицу во много раз и при скорости меньше  $2 \times 10^8$  см/с. Энергетический спектр электронов ИЭЭ близок к максвелловскому с температурой в несколько электрон-вольт [49]. Ионно-электронная эмиссия, как и ВЭЭ, существенно ослабляется на рыхлой поверхности. Для уменьшения ИЭЭ полезно покрывать плазмодириекторы многими слоями металлической сетки из очень тонкой проволоки.

Эмиссию электронов с плазмодириекторов можно уменьшить во много раз с помощью антиэмиссионных металлических сеток с высокой прозрачностью под отрицательным потенциалом в десятки вольт. Эксперименты по подавлению вторичных электронов такими сетками проводятся на установке ГАММА-10 [29–31].

Для трансформации продольной энергии вторичных электронов в поперечную наиболее подходит способ, предложенный в [52]. Этот способ состоит в расположении сегментов плазмодириектора под наклонным углом к магнитному полю. При этом ускоряющиеся в дебаевском слое у поверхности вторичные электроны получают поперечную энергию, значительно превосходящую эмиссионную. Накачка поперечной энергии электронов в слабом магнитном поле резонансным СВЧ-полем представляется неподходящей из-за повышения энергии всех электронов, приходящих на плазмодириекторы.

Таким образом, имеются возможности для исключения процесса размножения вторичных электронов и существенного уменьшения поступления их в ловушку.

2.3. Для создания термобарьера необходимо поддерживать в нем популяцию удерживаемых магнитным полем электронов с поперечной температурой  $T_{eh} \gg \phi_b$ . Это достигается ЭЦР-нагревом этих электронов на 2-й гармонике. При  $\phi_b > 4T_{ec}$  требуется нагревать большую часть электронов в термобарьере плотностью  $n_{eh} \approx n_b - n_c e^{\frac{\phi_b}{T_{ec}}}$ .

Мощность ЭЦР-нагрева пропорциональна  $n_{eh}^2$ . Для снижения этой мощности до приемлемой величины необходимо, чтобы  $n_b \ll n_c$ . Это условие легче выполнить в двоярном пробкотроне (рис. 5), в котором исключается пребывание в термобарьере ионов из ионного барьера. В этом случае  $n_b = n_{pass} + n_{trap}$ , где  $n_{pass}$  – плотность ионов, пролетающих в барьер из центральной ловушки,  $n_{trap}$  – плотность ионов, захваченных в термобарьер (в основном из-за рассеяния пролетных ионов).

Плотность пролетных ионов можно выразить в виде

$$n_{pass} = \frac{n_b}{1 + g}, \text{ где } g = \frac{n_{trap}}{n_{pass}}.$$

Как показано в [53], скорость захвата пролетных ионов в барьер

$$v_{trap} = \frac{1}{n_{trap}} \left( \frac{dn}{dt} \right)_{trap} \propto R_{nb}^{2/5} \frac{\phi_b}{T_{ic} g^2}.$$

Это означает, что требуемая скорость откачки захваченных ионов из барьера быстро растет с уменьшением  $g$ . С другой стороны, при достаточно малом  $g$  ионы захватываются в основном в приграничный слой вблизи конуса потерь в пространстве скоростей [53], что облегчает их откачку.

Плотность пролетных ионов в термобарьере уменьшается с ростом пробочного отношения  $R_{nb}$  и глубины барьера  $\phi_b$ . При  $R_{nb} \gg 1$  и  $\phi_b \gg T_{ic}$ , согласно [44],

$$\frac{n_{pass}}{n_c} \approx \frac{1}{R_{nb}} \sqrt{\frac{T_{ic}}{\pi \phi_b}}. \quad (16)$$

2.4. Плотность пролетных ионов в термобарьере пробкотрона описывается уравнением, полученным из законов сохранения энергии иона  $E_i = \frac{M_i}{2} (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) + \phi$  и магнитного момента  $\mu_i = \frac{M_i v_{\perp}^2}{2B}$ ,

$$\frac{n_{pass}}{n_c} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} d\omega_{\perp}^2 \int_{\epsilon^*}^{\infty} \frac{e^{-\epsilon} d\epsilon}{\sqrt{\epsilon + \phi - \omega_{\perp}^2}}, \quad (17)$$

где  $\epsilon = E_i/T_i$ ,  $\omega_{\perp}^2 = \mu_i B/T_i$ ,  $\phi = -\phi/T_i$ ,  $\epsilon^*$  – значение энергии иона на границе в пространстве скоростей, занятой пролетными ионами.

Полагая  $n_{pass} = n_e = n_c e^{\frac{\phi}{T_e}}$  и анализируя уравнение (17) с граничным условием  $n_{pass}(B_n) = n_c$ , Пеккер обнаружил скачки потенциала на дебаевской длине в точках  $R(z) = R_{nb}$  [54]. В этих точках, в частности при  $T_e = T_{ic}$ , потенциал описывается уравнением

$$e^{-2\phi} = 1 - \text{erf}(\sqrt{\phi}). \quad (18)$$

Уравнение (18) имеет два решения:  $\phi = 0$  и  $\phi = \phi_p = 0.768$ . Скачку потенциала Пеккера  $\phi_p$  соответствует достаточно большой скачок плотности  $\Delta n_n$ . При  $T_e = T_{ic}$

$$\frac{\Delta n_n}{n_c} = 1 - e^{-\phi_p} = 0.536.$$

Несомненно, скачки Пеккера могут вызывать отрицательные эффекты. Однако можно показать, что при  $R_{ns} > 1$  скачки Пеккера могут не возникать.

2.4.1. Уравнение (17) справедливо не только для пробкотрона, но и для участка перед входом в пробкотрон со стороны соленоида. Оно может быть преобразовано к виду

$$\frac{n_{pass}}{n_c} = e^{\phi} \left[ 1 - \operatorname{erf} \sqrt{\phi} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\phi} e^{-\phi} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\omega_{\parallel}^*} \omega_{\parallel}^* e^{-\omega_{\parallel}^{*2}} d\omega_{\parallel}^{*2} \right], \quad (19)$$

где  $\omega^{*2} = \omega_{\perp}^2 + \omega_{\parallel}^{*2}$ ,  $\omega_{\parallel}^2 = \frac{M_i v_{\parallel}^2}{2T_i}$  и  $\omega_{\parallel}^*$  — значение продольной скорости на границе области, занятой ионами.

Представляется реальным, что равновесная функция распределения ионов центральной ловушки нарушается не во входной пробке  $R_n$ , а до входа в пробку в некоторой точке "а" (рис. 4а и 5) при  $R_a < R_n$  и  $R'_a > 0$ . Здесь и далее штрих означает дифференцирование по  $z$ . Примем в граничной точке "а" величину  $\phi_a = 0$  и  $\phi'_a = 0$ , что представляется наиболее естественным. В интервале от  $R_a$  до  $R_n$  потенциал  $\phi$  монотонно возрастает от 0 до  $\phi_n$ ,  $\phi'$  нарастает от нуля до конечной величины  $\phi'_a > 0$ ,  $R'$  падает от  $R'_a$  до нуля, производная  $d\phi/dR$  нарастает от 0 до  $\infty$ . Продольное движение ионов определяется потенциалом

$$U = \omega_{\perp a}^2 \left( \frac{R}{R_a} - 1 \right) - \phi(R). \quad (20)$$

Имеет место  $\max U(R) = U_1(R_1)$  при  $\omega_{\perp a}^2 = R_a \frac{d\phi}{dR} \Big|_{R=R_1}$ .

При монотонном росте  $d\phi/dR(R)$  с увеличением  $\omega_{\perp a}^2$  значение  $R_1$  увеличивается от  $R_a$  до  $R$ , а потенциал  $U_1(R_1)$  монотонно растет от нуля до  $U_1(R) = (R - R_a) \frac{d\phi}{dR} - \phi(R)$ . При  $R > R_1$  квадрат граничной (минимальной) скорости ионов

$$\omega_{\parallel}^{*2}(R_1, \omega_{\perp a}^2) = U_1(R_1) - U(R). \quad (21)$$

Соответствующая поперечная скорость  $\omega_{\perp}^2(R) = \frac{R}{R_a} \omega_{\perp a}^2$ . Из (21) с подстановками (20) можно получить:

$$\frac{\partial \omega_{\parallel}^{*2}}{\partial \omega_{\perp}^2} = - \left( 1 - \frac{R_1}{R} \right) \text{ или } \frac{\partial \omega_{\parallel}^*}{\partial \omega_{\perp}^2} = - \frac{1}{2\omega_{\parallel}^*} \left( \frac{R}{R_1} - 1 \right). \quad (22)$$

Из (21) и (22) найдем для  $\omega_{\perp}(\omega_{\parallel}^*) = 0$ :

$$R_1 = R_a, \quad \phi_1 = 0, \quad \omega_{\parallel}^{*2} = \phi, \quad (23)$$

$$\frac{\partial \omega_{\parallel}^*}{\partial \omega_{\perp}^2} = - \frac{1}{2\sqrt{\phi}} \left( \frac{R}{R_a} - 1 \right).$$

Аналогично для  $\omega_{\parallel}^* = 0$  найдем  $R_1 = R$ ,  $\phi_1 = \phi$ ,  $\omega_{\perp}^2 = R \frac{d\phi}{dR}$  и  $\frac{\partial \omega_{\perp}^2}{\partial \omega_{\parallel}^2} = 0$ . Условиям (22) и (23) при  $R \rightarrow R_n$  удовлетворяет, в частности, следующая аппроксимация границы области, занятой ионами:

$$\omega_{\parallel}^* = \frac{\phi \sqrt{\phi} \frac{2R_a}{R - R_a}}{\omega_{\perp}^2 + \phi \frac{3R_a - R}{R - R_a}}. \quad (24)$$

После подстановки (24) в (19) получим

$$\frac{n_{pass}}{n_c} = e^{\phi} [1 - \operatorname{erf}(\sqrt{\phi})] + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\phi} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} a \phi \sqrt{\phi} e^{a\phi} E_i(-a\phi), \quad (25)$$

где  $a = \frac{2R_a}{R - R_a}$ . При  $n_{pass} = n_e(\phi) = n_c e^{-\phi}$  для  $T_e = T_i$  из (25) получим

$$1 + \sqrt{\pi} \frac{\operatorname{sh} \phi}{\sqrt{\phi}} - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{e^{\phi}}{\sqrt{\phi}} \operatorname{erf}(\sqrt{\phi}) = a \phi e^{a\phi} [-E_i(-a\phi)]. \quad (26)$$

Поскольку аппроксимация (24) не корректна для  $R < R_n$  в области  $\omega_{\parallel}^* \rightarrow 0$ , уравнением (26) можно воспользоваться только при  $R = R_n$ . При  $R_a/R_n < 0.743$  это уравнение не имеет корней, кроме  $\phi = 0$ . При  $R_a/R_n > 0.743$  уравнение (26) имеет кроме нулевого два корня  $-\phi_1$  и  $\phi_{II}$ . При  $R_a/R_n = 0.743$   $\phi_1 = \phi_{II} = 0.0715$ , а с ростом этого отношения до единицы  $\phi_1$  падает до нуля, а  $\phi_{II}$  возрастает до  $\phi_p = 0.768$ . При других аппроксимациях зависимости  $\omega_{\parallel}^*(\omega)$  качественно получается тот же результат. Поскольку потенциал  $\phi$  падает в пробкотроне независимо от граничных условий на входе в него ионного потока, перед входом в пробку должно установиться ненулевое распределение  $\phi(R)$  с единственным решением  $\phi_n = \phi_1 = \phi_{II}$ . При этом граница области пролетных ионов в пробкотроне в пространстве скоростей несколько изменится, но на соотношении (16) это практически не скажется.

2.5. Одной из важнейших является задача откочки ионов, захватываемых в термобарьере, в

основном в результате рассеяния пролетных ионов. Простейший метод откачки захваченных ионов состоит в их перезарядке в атомы на инжектируемых атомарных пучках с малым питч-углом, лежащим в конусе потерь пробкотрона. Ионы, образующиеся из инжектируемых атомов, уходят из пробкотрона (обычно в центральный соленоид), а атомы, образующиеся из захваченных ионов, могут уходить поперек магнитного поля. Возможность откачки захваченных ионов гелия из термобарьера таким методом рассмотрена в [55]. Однако из-за падения сечений перезарядки с повышением энергии ионов в реакторных условиях этот метод неэффективен.

В 1981 г. Балдвин предложил дрейфовую откачку с помощью перпендикулярных переменных магнитных полей, вызывающих радиальный дрейф ионов. Речь идет о возбуждении внешними токами низкочастотных волн в резонансе с частотой азимутального дрейфа захваченных ионов. Если эти волны имеют дискретный частотный спектр, а резонансы перекрываются, дрейф ионов становится стохастическим. В результате имеет место стохастическая диффузия захваченных ионов на поверхность плазмы, с которой они уходят вдоль магнитного поля [56]. Для лучшего проникновения возмущающих магнитных полей в плазму рационально ограничиться одной низкой азимутальной модой. Все примесные захваченные ионы будут удаляться при дрейфовой откачке одинаково с основными ионами, если в азимутальном дрейфе доминирует  $E \times B$ -дрейф. Рассматривались другие разновидности дрейфовой откачки: с резонансами на комбинации баунс-частоты и частоты азимутального дрейфа; с возмущением дрейфовых поверхностей в барьерном пробкотроне поперечными электрическими полями, возбуждаемыми с торца вдоль магнитного поля.

Метод поперечной дрейфовой откачки, описанный, в частности, в [56], является достаточно эффективным для пробкотронов с квадрупольным магнитным полем. Однако в осесимметричных пробкотронах дрейфовая откачка затрудняется из-за уменьшения радиальных смещений ионов [56]. В [57] изучена селективная дрейфовая откачка ионов в осесимметричном барьерном пробкотроне с адекватной системой внешних токов, возбуждающих возмущающее магнитное поле. Показано, что достаточно слабые асимметричные поля специальной геометрии с продольным компонентом, вращающиеся с двумя частотами, близкими к частоте азимутального дрейфа, вызывают стохастическую радиальную диффузию захваченных ионов с достаточно высоким коэффициентом диффузии.

Поперечная откачка ионов из термобарьера приводит к снижению продольного времени жи-

ни ионов в центральной ловушке больше, чем в

$$\frac{\tau_{i||} \langle n_b \rangle L_b \langle B_c \rangle}{\tau_{ic} n_c L_c \langle B_b \rangle} \text{ раз,}$$

где  $\tau_{i||}$  определяется формулой (1),  $L_b$  и  $L_c$  — длины термобарьера и центральной ловушки соответственно. В соответствии с формулой (1)

$$\frac{\tau_{i||}}{\tau_{ic}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} G\left(\frac{R_{PS}}{2}\right) \phi_c e^{\phi_c} \left(1 + \frac{1}{2\phi_c}\right)^{-1}.$$

При  $\phi_c = 4-4.5$  имеем  $\frac{\tau_{i||}}{\tau_{ic}} = (0.64-1.2) \times 10^3$ .

В реакторе  $\frac{\langle n_b \rangle L_b \langle B_c \rangle}{n_c L_c \langle B_b \rangle} \sim 3 \times 10^{-3}$ , и даже при  $\phi_c = 4$  продольное время жизни ионов уменьшается более чем в 2 раза. По-видимому, полезно использовать поперечную откачку только для селективной откачки из термобарьера ионов примесей и продуктов термоядерной реакции.

2.5.1. Основные ионы, т.е. ионы термоядерного топлива, захваченные в термобарьер, необходимо откачивать обратно в центральную ловушку вдоль магнитного поля.

Одной из возможностей продольной откачки является раскачка баунс-колебаний ионов, захваченных в термобарьере, на параметрических резонансах. Выразим магнитное поле в барьере  $B_b$  через поле во входной пробке  $B_n$  через отношение  $b = B_b/B_n$ . Поскольку  $b = 1/R_{nb}$ , то величину  $b$  из формулы (16) можно выразить в виде

$$b = \frac{\sqrt{\pi} \phi_b n_{pass}}{n_c}. \quad (27)$$

При  $T_e = T_{ic}$  плотность термических электронов в барьере  $n_{eth} = n_c e^{-\phi_b}$  ( $n_{eth} \approx n_b - n_{eh}$ ). Для реакторных параметров при  $g = n_{trap}/n_{pass} \sim 2-3$  величина  $n_{eth} < n_{pass}$ , что означает  $b > \sqrt{\pi} \phi_b e^{-\phi_b}$ . При модуляции магнитного поля  $B_b$  в соответствии с (27) могут модулироваться  $n_{pass}$  и  $\phi_b$ . Однако при малой модуляции с достаточно высокой частотой плотность  $n_{eh}$  будет оставаться неизменной. Поэтому по условию квазинейтральности

$$\frac{dn_{pass}}{dt} = \frac{dn_{eth}}{dt} \text{ или } \frac{d}{dt} \frac{b}{\sqrt{\pi} \phi_b} = \frac{d}{dt} e^{-\phi_b}. \quad (28)$$

Из (28) следует

$$\frac{b}{\phi_b} \frac{d\phi_b}{db} = \frac{1}{R_{nb} b \phi_b \sqrt{\pi} \phi_b e^{-\phi_b} - \frac{1}{2}}. \quad (29)$$

При  $\frac{d\phi_b}{db} < 0$  и  $n_{eth} < n_{pass}$  справедливы неравенства

$\frac{e^{\phi_b}}{2\phi_b\sqrt{\pi\phi_b}} < R_{nb}b < \frac{e^{\phi_b}}{\sqrt{\pi\phi_b}}$ . Для  $\phi_b = 5$  имеем  $3.74 < R_{nb} < 37.4$ , что не противоречит значению  $R_{nb} \sim 10$  для реактора.

С помощью коаксиальных витков с переменным током, установленных в окрестности термобарьера, можно модулировать  $b$ , поскольку при этом  $\dot{B}_n/B_n \ll \dot{B}_b/B_b$ . Пусть  $b = \langle b \rangle [1 - \delta \sin(\omega t)]$ , где  $\delta \ll 1$ . В соответствии с (29) будет изменяться потенциал

$$\phi_b = \langle \phi_b \rangle [1 + \epsilon \sin(\omega t)]. \quad (30)$$

При этом отношение  $\epsilon/\delta$  будет близким к единице. Для  $\phi_b = 5$  и  $R_{nb} = 10$  из (29) найдем  $\epsilon/\delta = 1.2$ . Для параболической ямы квадрат собственной частоты колебаний захваченных в термобарьере ионов  $\omega_0^2 = \frac{2U_{nb}}{M_i z_m^2}$ , где  $U_{nb}$  – глубина потенциала продольного движения ионов,  $z_m$  – аксиальный полуразмер ямы,  $U_{nb} = \mu B_n \left(1 - \frac{1}{R_{nb}}\right) + \phi_b$ . Поскольку  $\langle \mu B_n \rangle \approx T_{ic} \ll \phi_b$ , величина  $U_{nb} \approx \phi_b$  и

$$\omega_0^2 \approx \frac{c^2}{z_m^2} \frac{2\phi_b}{M_i c^2}. \quad (31)$$

Подставляя (30) в (31), получаем  $\omega_0^2 \approx \langle \omega_0^2 \rangle [1 + \epsilon \sin(\omega t)]$ .

Уравнение продольного движения захваченных ионов в параболической яме  $\ddot{z} + \omega_0^2 [1 + \epsilon \sin(\omega t)]z = 0$  сводится к уравнению Хилла

$$\frac{d^2 z}{dx^2} + (\theta_0 + 2\theta_1 \cos 2x)z = 0, \quad (32)$$

где  $x = \frac{\omega t}{2} - \frac{\pi}{4}$ ,  $\theta_0 = \left(\frac{2\omega_0}{\omega}\right)^2$ ,  $\theta_1 = \frac{\epsilon}{2}\theta_0$ .

Решение уравнения (32) по Флоке имеет вид

$$z(x) = C_1 e^{\lambda x} \psi(x) + C_2 e^{-\lambda x} \psi(-x), \quad (33)$$

где  $\psi(x)$  – периодическая функция:  $\psi(x + 2\pi) = \psi(x)$ . Решение (33) неустойчиво при  $\sqrt{\theta_0} = q = 1, 2, 3, \dots$ . При  $\theta_1 \ll 1$  для параметрического резонанса  $q = 1$  величина  $|\operatorname{ch} \pi \lambda| \approx 1 + (\pi^2/8)\theta_1^2$  соответственно  $\lambda \approx \theta_1/2$ . Соответствующий инкремент неустойчивости

$$\gamma = \lambda \omega_0 = \frac{\epsilon \omega_0}{4}. \quad (34)$$

Параметрические резонансы имеют место при  $\omega_0 \geq 1/2\omega$ . Мощность и ширина резонансов падают с ростом  $q = 2\omega_0/\omega$ .

Если инкремент раскачки захваченных ионов на первом параметрическом резонансе  $\gamma$  принять примерно равным скорости захвата ионов  $v_{ir}$ , то из (34) найдем, что необходимая амплитуда колебаний потенциала  $\phi_b$  с частотой  $\omega = 2\omega_0$  должна иметь величину

$$\epsilon \approx \frac{4v_{ir}}{\omega_0}.$$

Скорость захвата ионов в прямоугольную яму можно оценить по формуле [58]

$$v_{ir} \approx \frac{1}{g(g+1)} \frac{n_b}{n_c} \frac{1}{\tau_{ic}} \left[ 0.935(1 + 0.044 R_{nb}) \frac{g+1}{g^{0.7}} \right]^{10/3}. \quad (35)$$

Для более реальной модели ямы скорость захвата в несколько раз больше (35). Для дейтонов при  $\phi_b \sim 5T_{ic}$ ,  $T_{ic} = 20$  кэВ и  $z_m \sim 2$  м частота колебаний  $\omega_0/2\pi \sim 250$  кГц. Для  $n_b \sim 0.1n_c \sim 2 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $R_{nb} \sim 10$  и  $g \sim 2$  ожидаемая скорость захвата дейтонов в реальную яму  $v_{ir} \sim 100$  с<sup>-1</sup>. Соответственно необходимая относительная амплитуда потенциала  $\epsilon \approx 2.3 \times 10^{-4}$ . При  $B_n \sim 250$  кГс соответствующая амплитуда возмущения продольного магнитного поля в барьере  $\Delta B_b \approx 60$  Гс имеет достаточно небольшую величину.

Яма для захваченных ионов в термобарьере заметно отличается от параболической. При этом резонансная параметрическая раскачка захваченных ионов будет иметь место. Однако процесс может оказаться значительно сложнее, и необходим более глубокий анализ его. Тем не менее приведем на основании вышеизложенного несколько качественных соображений (возможно, поверхностных). Дно ямы может быть достаточно близким к параболическому с частотой собственных колебаний  $\omega_{bott}$ . Если возмущение поля  $B_b$  осуществлять на частоте  $\omega = 2\omega_{bott}$ , то глубоко захваченные ионы будут выбрасываться со дна ямы на резонансе  $q = 1$ , а других параметрических резонансов может не быть, поскольку собственная частота колебаний ионов с большими амплитудами  $\omega_0 < \omega_{bott}$ . Однако наиболее важно откачивать “мелко” захваченные ионы, близкие к сепаратрисе, их частота  $\omega_{sep} < \omega_{bott}$ . Если ввести возмущение  $B_b$  на частоте  $\omega = 2\omega_{sep}$ , то могут иметь место параметрические резонансы с  $q > 1$  для более глубоких частиц. Если таких резонансов будет немного и они не будут перекрываться, тогда не исключается хорошая параметрическая откачка “мелко” захваченных частиц.

2.5.2. Другая возможность обратной продольной откачки ионов, неглубоко захваченных в термобарьер, состоит в циклотронном резонансном нагреве этих ионов во время их пребывания во

входной области между точками "а" и "n" (рис. 4а и 5). Несмотря на малое отличие пробочных отношений  $R_a$  и  $R_n$ , расстояние между этими точками может быть значительным. Поскольку здесь область пролетных ионов в пространстве скоростей лежит выше по поперечной скорости области захваченных ионов, а при многократных проходах резонансной циклотронной зоны захваченными ионами их средняя энергия возрастает [59], может иметь место уход захваченных ионов через сепаратрису в область пролетных ионов с последующим возвратом их в солениод.

2.6. Время удержания горячих электронов в термобарьере и в ионном барьере обратно пропорционально плотности горячих электронов. Поэтому мощность ЭЦР-нагрева, необходимая для поддержания популяций горячих электронов в барьерах, пропорциональна квадрату плотности этих электронов. Для снижения мощности ЭЦР-нагрева до приемлемой величины в реакторе необходимо снизить плотность в термобарьере до  $n_b \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а в ионном барьере до  $n_p \sim 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Для снижения плотности  $n_b = (g + 1)n_{pass}$  необходимо, как следует из формулы (16), большое пробочное отношение  $R_{nb} \leq 10$ , а магнитное поле  $B_n \sim 250 \text{ кГс}$ .

В экспериментах на установке ГАММА-10 удавалось реализовать режим амбиполярного удержания при  $n_p < (1/2)n_c$  [10].

Возможно ли уменьшить плотность в ионном барьере до  $n_p \sim 0.1n_c$  и при каких условиях это возможно — важнейший вопрос, подлежащий изучению. По-видимому,  $n_p \sim 0.1n_c$  легче реализовать в сдвоенном барьерном пробкотроне.

2.7. В заключение этого раздела перечислим главные компоненты проблемы продольного энергетического удержания плазмы.

1. Дополнительные энергозатраты, связанные с эмиссией электронов с плазмодриемников вследствие их бомбардировки быстрыми электронами и ионами. Имеется возможность ограничить поток вторичных электронов в ловушку на достаточно низком уровне. Полезно использовать только "слабый" ЭЦР-нагрев электронов в ионных барьерах и сделать наружные магнитные пробки сильнее внутренних, что существенно уменьшает приток быстрых электронов на плазмодриемники, усиливающих ВЭЭ. Вторичные электроны, пролетающие ловушку без подогрева СВЧ-полями, практически не снижают энергетическое время жизни электронов.

2. Откачка захваченных в термобарьеры ионов. Следует использовать продольную откачку основных термоядерных ионов обратно в центральную ловушку, чтобы избежать уменьшения времени их удержания. Возможна продольная па-

раметрическая откачка ионов достаточно слабым переменным продольным магнитным полем.

3. Существенное понижение плотности плазмы в термобарьерах и ионных барьерах для уменьшения мощности ЭЦР-нагрева в амбиполярном реакторе до приемлемой величины. Это возможно, если будут созданы пробочные катушки для концевых пробкотронов с полем до 25–30 Тл на основе новых сверхпроводников.

### 3. ПРОБЛЕМА МГД-СТАБИЛИЗАЦИИ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ

В первоначальной схеме амбиполярной ловушки [41] предлагалось осуществлять МГД-стабилизацию плазмы с помощью концевых пробкотронов с квадрупольным компонентом магнитного поля, обеспечивающим средний "минимум В". Позже предлагалось концевые барьерные пробкотроны выполнять осесимметричными, а для МГД-стабилизации снаружи к ним пристыковывать пробкотроны-стабилизаторы (якоря) с "минимумом В". В ловушке с квадрупольными (мультипольными) ячейками имеют место неоклассические поперечные потери плазмы, которые возрастают с повышением температуры плазмы и, соответственно, поперечных электрических полей в ней. В идеально осесимметричной ловушке неоклассические потери отсутствуют. В реальном магнитном поле небольшая асимметрия и неоклассический перенос возможны, но их можно снизить до незначительной величины. Кроме того, при сооружении осесимметричных ловушек существенно упрощаются инженерные проблемы и появляется возможность значительно повысить магнитное поле в пробках.

На возможность МГД-устойчивости плазмы в осесимметричном магнитном поле указывалось давно: Розенблют и Лонгмайр (1957), Христофилос (1958), Андреолетти и Фюрт (1963), Перкинс и Пост (1963). В дальнейшем, особенно в 70-е и 80-е гг., был предложен ряд новых способов МГД-стабилизации и выполнены значительное количество теоретических работ и ряд экспериментов, которые описаны в обзорах [60–62]. Однако большинство предложенных способов МГД-стабилизации имеет существенные ограничения, в частности, по величине  $\beta$ , или пригодны только для полой структуры плазмы с относительно небольшим поперечным размером плазменной оболочки полости.

3.1. В качестве основного метода МГД-стабилизации высокотемпературной плазмы в осесимметричной амбиполярной ловушке предлагается стабилизация проводящим кожухом в комбинации с эффектом конечного ларморовского радиуса (ЖЛР) при  $\beta \sim 1$ . При этом допускается зна-

чительный зазор между кожухом (стенкой) и плазмой.

Развитие этого метода тесно связано с исследованиями стабилизации плазмы высокоэнергетичными частицами, в первую очередь электронными кольцами [62]. На важную роль проводящей стенки при стабилизации плазмы электронным кольцом в пробкотроне Астрон указал Христофилос [63]. Проводящие стенки могут стабилизировать прецессионную моду. В [64] было показано, что изотропная плазма прямолинейного тэта-пинча в проводящем кожухе устойчива относительно глобального поперечного смещения (мода  $m = 1$ ), если

$$\beta > 1 - \left(\frac{r_p}{r_w}\right)^2, \quad (36)$$

где  $r_p$  и  $r_w$  – радиусы плазмы и стенки соответственно.

Ранее в [65] было установлено для плазмы в пробкотронах с  $\beta \ll 1$ , что высшие азимутальные моды  $m \gg 2$  могут подавляться эффектом КЛР при условии

$$\frac{\rho_i^2}{r_p^2} > 2 \frac{r_p}{R_k}, \quad (37)$$

где  $\rho_i$  – ионный гирорадиус,  $R_k$  – радиус кривизны магнитного поля на радиусе  $r_p$ . Так обозначился один из путей стабилизации желобковой неустойчивости в осесимметричном поле.

В [66] была показана возможность избежать МГД-неустойчивость плазмы в концевых пробкотронах амбиполярной ловушки с использованием высокоэнергетичной популяции частиц в плазме. Была проанализирована устойчивость дискообразной плазмы с поверхностным диамагнитным током глубиной  $\Delta \ll r_p$  в проводящем кожухе в параксиальном приближении. Для высокоэнергетичной популяции принято  $\beta_h \sim (2z_p/L)^2$ , где  $L$  – длина пробкотрона,  $2z_p$  – длина высокоэнергетичной плазмы. Предполагается наличие менее горячей популяции с  $\beta_w \ll \beta_h$ . В [66] найдено условие устойчивости глобальной моды  $m = 1$  в виде (формулы (24) и (20)).

$$\frac{1}{8\beta_h(1-\beta_\perp)} \left(\frac{\partial\beta_\perp}{\partial z}\right)^* r_p R_k \left(1 + \frac{\Psi_p}{\Psi_w}\right) > 1, \quad (38)$$

где  $\Psi_p$  и  $\Psi_w$  – магнитные потоки, соответствующие радиусам  $r_p$  и  $r_w$ ; величины с нижними индексами  $h$  относятся к высокоэнергетичной популяции частиц. Звездочка означает усреднение по длине с некоторым весом (подробнее см. в [66]). В дальнейшем именно подобное усреднение будем иметь в виду (опуская звездочку), приводя выражения “без точного вычисления интегралов”.

При условии (38) МГД-подобные и прецессионные моды становятся стабильными волнами с положительной энергией. Условие справедливо в низкочастотном пределе  $\omega < \omega_k$ , где  $\omega_k$  – дрейфовая частота высокоэнергетичных ионов из-за кривизны магнитного поля.

В [67] рассмотрено взаимодействие прецессионных мод в концевых пробкотронах с поверхностными альфвеновскими волнами, возбуждающимися в центральной ловушке (соленоиде). Показано, что для моды  $m = 1$  проводящие стенки, окружающие высокоэнергетичную популяцию плазмы в концевых пробкотронах, могут стабилизировать как прецессионные волны [66], так и не допускать дестабилизацию альфвеновских волн в центральном соленоиде. Для  $m \geq 2$  без КЛР-эффекта прецессионные моды дестабилизируются альфвеновскими волнами из центрального соленоида. С использованием работ [68, 69] приведен предварительный анализ МГД-стабилизации для поверхностных (в слое  $\Delta$ ) мод  $1 < m < r_p/\Delta$ . В результате получено условие полной стабилизации плазмы с невысоким  $\beta$ :

$$\frac{m^2 - 1}{2} \frac{\rho_h^2 R_k}{r_p^2 \Delta} \beta_h + \frac{1}{8} \frac{\beta_\perp^2}{\beta z_p^2} r_p R_k \left(\frac{1}{m} + \frac{\Psi_p}{\Psi_w}\right) > 1. \quad (39)$$

Без учета поверхностных волн получено условие КЛР-стабилизации в виде

$$k_\perp^2 \rho_h^2 > \frac{2}{\beta_h} \frac{\Delta}{R_k}. \quad (40)$$

В формулах (39), (40) все величины относятся к концевым пробкотронам.

3.2. Теория стабилизации проводящими стенками и КЛР-эффектами плазмы с высоким  $\beta \sim 1$  для высокоэнергетичной популяции развита Берком и др. [70] как продолжение предыдущих работ [66, 67]. Рассматривается плазма с трапецидальным распределением давления по потоковой координате  $\psi$  с радиальной протяженностью спада  $\Delta \ll r_p$ . Предполагается наличие теплой популяции плазмы с плотностью

$$n_w > n_h \frac{1 - \beta_h}{\beta_h} \text{ при } \beta_w \ll \beta_h, \quad (41)$$

где  $n_h$  – плотность высокоэнергетичной популяции. Условие (41) является следствием пренебрежения КЛР-слагаемым, связанным с электрическим дрейфом [65]. В параксиальном приближении в низкочастотном пределе  $\omega \approx \omega_k$  получено следующее условие полной МГД-устойчивости:

$$g = 1 - G_{FLR} - G_{wall} < 0. \quad (42)$$

При  $g > 0$ , как правило, неустойчивы перестановочные моды и компрессионные моды (с возмущениями только продольного магнитного по-



ля). Для  $\psi_p = \psi_w$  величины  $G$  определяются формулами (34) и (35) из [70], где они получены без точного вычисления интегралов по длине. Эти формулы имеют вид

$$G_{FLR}^{lm} \approx \frac{m^2 - 1}{2} \frac{p_{\perp}}{p_{\perp} + p_{\parallel}} \frac{\beta_{\perp}}{1 - \beta_{\perp}} \frac{R_{kv} \rho_{\perp v}^2}{r_p^2 \Delta}, \quad (43)$$

где  $R_{kv}$  – радиус кривизны вакуумного поля без плазмы на радиусе  $r_v = r_p$ ;  $\rho_{\perp v}$  – поперечный гирорадиус высокоэнергетичной популяции в вакуумном магнитном поле;  $\beta_{\perp}$  – значение поперечного  $\beta$  во внутренней области плазмы;  $p_{\perp}$  и  $p_{\parallel}$  – поперечное и продольное давления плазмы;

$$G_{wall}^{lm} \approx \frac{3}{16} \frac{|m|(1 - \beta) + m^2 \left(\beta - \frac{2}{3}\right)}{\beta(1 - \beta_{\perp})^2} \left(\frac{\partial \beta_{\perp}}{\partial z}\right)^* r_v R_v; \quad (44)$$

$\beta = \beta_{\perp} \frac{p_{\perp} + p_{\parallel}}{2p_{\perp}}$ ;  $R_v$  – радиус кривизны вакуумного поля на радиусе  $r_v$  ( $r_v R_v \approx \text{const}$ ). Формула (44) справедлива для  $m < r_p/\Delta$ . Для глобальной моды  $m = 1$

$$G_{wall}^{ll} \approx \frac{1}{16} \frac{4p_{\perp}}{\beta(1 - \beta_{\perp})^2} - \beta_{\perp} \left(\frac{\partial \beta_{\perp}}{\partial z}\right)^* r_v R_v. \quad (45)$$

Используя соотношение  $\frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} \approx \frac{z_p^2}{z_k^2}$ , где  $z_k^2 = \frac{1}{2} r_v R_v$ , выражение (45) можно записать в виде

$$G_{wall}^{ll} \approx \frac{1}{8} \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} \left(\frac{4p_{\perp}}{p_{\perp} + p_{\parallel}} - \beta_{\perp}\right) \frac{\beta_{\perp}}{(1 - \beta_{\perp})^2}, \quad (46)$$

откуда видно, что с ростом анизотропии плазмы  $p_{\perp}/p_{\parallel}$  величина  $G_{wall}^{ll}$  резко возрастает, а минимальное нужное для устойчивости (критическое)  $\beta$  существенно уменьшается.

Следует подчеркнуть, что при очень малом зазоре между плазмой и проводящей стенкой ( $\psi_p \approx \psi_w$ ) величина  $G_{wall}^{lm}$  растет с увеличением номера полой моды  $m$  и ограничивается при  $m \sim r_p/\Delta$ .

Для относительно небольших значений  $\beta$  влияние этого зазора на критерий стабильности в виде (42) аналитически оценивалось в [66, 67]. Как следует из формулы (49) из [66], величина

$$G_{wall}^{lm} \propto \frac{1}{m} + \frac{\psi_p}{\psi_m}$$

Для  $\beta \sim 1$  условие полной МГД-стабилизации для  $\omega < \omega_k$  при  $\psi_w > \psi_p$  можно найти, численно решая уравнение (29) из [70]. По-видимому, имеет

сто степенная зависимость от отношения  $\frac{\psi_w}{\psi_p} = \frac{r_w^2}{r_p^2}$ ,

которая может быть скомпенсирована повышением  $\beta_{\perp}$ .

3.2.1. При  $\beta_{\perp} \sim 1$  частота градиентного дрейфа в нарастающем по радиусу периферийном магнитном поле  $\omega_{\nabla B} \gg |\omega_k|$ . Отношение  $m$ -гармоники этой частоты в середине периферийного слоя  $\bar{\omega}_{\nabla B}$  к частоте баунс-колебаний  $\omega_b$  можно представить в виде

$$\frac{\bar{\omega}_{\nabla B}^{lm}}{\omega_b} \approx \frac{m p_{\perp v}}{2 \Delta} \sqrt{\frac{R_{kv}}{r_p}} \frac{\beta_{\perp}}{(2 - \beta_{\perp})^{3/2}}. \quad (47)$$

При высокой частоте  $\omega_k < \omega < \omega_{\nabla B}$  преобладают магнитокомпрессионные по своей природе возмущения. При  $\bar{\omega}_{\nabla B} > \omega_b$ , если даже  $g < 0$ , может возбуждаться магнитная дрейфово-компрессионная неустойчивость с отрицательной энергией вследствие того, что поперечные градиенты давления плазмы и магнитного поля в периферийном слое  $\Delta$  имеют противоположные направления. Для подавления дрейфово-компрессионной моды при  $\bar{\omega}_{\nabla B} > \omega_b$  необходимо ограничить давление тепловой популяции плазмы. Согласно [70], это ограничение имеет вид

$$\beta_w \left(1 - \frac{\partial \beta_w}{\partial r} / \frac{\partial \beta_h}{\partial r}\right) < \frac{12}{m^2} \frac{T_w r_p^2}{\beta_h^2 T_h \bar{\rho}_i^2} \text{ при } \frac{\partial \beta_w}{\partial r} < \frac{\partial \beta_h}{\partial r}, \quad (48)$$

где  $T_w$  и  $T_h$  – температуры теплой и высокоэнергетичной популяций плазмы,  $\bar{\rho}_i$  – ионный гирорадиус в середине слоя  $\Delta$ . Видно, что предел по  $\beta_w$  определяется высшей дрейфово-компрессионной модой  $m \sim r_p/\Delta$ . Из (48) следует, что допускается достаточно большая плотность теплой плазмы. При  $\bar{\omega}_{\nabla B} > \omega_b$  и выполнении условия (48) дрейфово-компрессионная мода распадается на две волны. Стабилизация этих волн возможна при подходящей комбинации (“смеси”) положительной и отрицательной диссипации. Даже при  $\bar{\omega}_{\nabla B} < \omega_b$  не исключено существование остаточных неустойчивостей [71].

3.2.2. При МГД-стабилизации плазмы с высокоэнергетичной популяцией с  $\beta_{\perp} \sim 1$  по [70] КЛР-коррекции отличаются от общепринятого КЛР-эффекта. Этот магнитокомпрессионный КЛР-эффект способен переводить коротковолновые возмущения ( $m \geq 2$ ) с отрицательной энергией в волны с положительной энергией, что позволяет при наличии проводящих стенок обеспе-

чить полную (прочную) МГД-стабилизацию плазмы. Для этого необходимо выполнить условие  $G_{FLR}^{|m|} > 1$  для  $m \geq 2$ . Используя формулу (43), это условие можно записать в виде

$$\frac{\bar{\rho}_\perp^2}{r_p^2} > \frac{4}{m^2 - 1} \frac{1 - \beta_\perp}{2 - \beta_\perp} \left(1 + \frac{p_\parallel}{p_\perp}\right) \frac{\Delta}{R_{kv}}, \quad (49)$$

где  $\bar{\rho}_\perp$  – поперечный ионный гирорадиус в середине слоя  $\Delta$ . При ожидаемом необходимом для стабилизации  $\beta_\perp \sim 0.8$  и  $p_\parallel \sim p_\perp$  условие (49) близко к (40). По сравнению с условием стабилизации азимутальных мод КЛР-эффектом (37) условия (49), (40) в  $r_p/\Delta$  раз мягче. Условие (49) для низшей моды  $m = 2$  можно переписать в виде

$$\frac{\Delta}{\bar{\rho}_\perp} < \sqrt{\frac{3}{4}} \frac{2 - \beta_\perp}{\beta_\perp} \frac{p_\perp}{1 - \beta_\perp p_\perp + p_\parallel r_p r_p} \frac{R_k \Delta}{r_p r_p}. \quad (50)$$

Для концевых пробкотронов  $\frac{R_k \Delta}{r_p r_p} \sim 20$  и при  $\beta_\perp \sim 0.8$  допускается  $\Delta \sim 6\bar{\rho}_\perp$ , что достаточно благоприятно для ограничения микронеустойчивостей.

Для полной (прочной) МГД-стабилизации необходимо не только  $g < 0$ , но и  $G_{FLR}^{|2|} > 1$ , поскольку КЛР-эффект наряду с проводящими стенками ограничивает возбуждение волн с отрицательной энергией. Используя выражения (43), (45), соотношение (47) можно переписать в виде

$$\frac{\bar{\omega}_{\nabla B}^{|m|}}{\omega_b} = \frac{2m}{3} \sqrt{G_{wall}^{||} G_{FLR}^{|2|}} \frac{(1 - \beta_\perp)^{2/3}}{(2 - \beta_\perp)^2} \left(1 + \frac{p_\parallel}{p_\perp}\right) \frac{z_p}{r_p} \sqrt{\frac{r_p r_p}{R_{kv} \Delta}}, \quad (51)$$

где  $m$  означает номер гармоники частоты градиентного дрейфа. Из (51) видно, что при выполнении условий прочной стабилизации  $G_{wall}^{||} > 1$  и  $G_{FLR}^{|2|} > 1$  при достаточно высоком значении  $\beta_\perp$  всегда можно достичь  $\bar{\omega}_{\nabla B} < \omega_b$ . Так, при  $\beta_\perp \sim 0.8$  и  $\frac{r_p r_p}{R_{kv} \Delta} < 1$ ,  $\frac{z_p}{r_p} \sim 5$  должно быть

$$\bar{\omega}_{\nabla B}^{||} < 0.2 \sqrt{G_{wall}^{||} G_{FLR}^{|2|}} \omega_b.$$

Если  $\bar{\omega}_{\nabla B}^{||} < \omega_b$ , мода  $m = 1$  дрейфово-компрессионной неустойчивости не возбудится [70].

В теоретическом анализе [70] не учитывалось равновесное электрическое поле в плазме. В естественных условиях в амбиполярной ловушке на периферии плазмы поперечное электрическое поле  $E_\perp > 0$  (направлено по радиусу). При этом частота электрического дрейфа  $\omega_{E \times B}$  имеет проти-

воположное направление с частотой градиентного дрейфа  $\omega_{\nabla B}$ . Их отношение в середине слоя  $\Delta$

$$\frac{\bar{\omega}_{\nabla B}}{\omega_{E \times B}} = \frac{\beta_\perp}{2 - \beta_\perp} \frac{T_{\perp h}}{e \bar{E}_\perp \Delta}. \quad (52)$$

Электрическое поле не усилит возбуждение, по крайней мере, дрейфово-компрессионной неустойчивости, если  $|\bar{\omega}_{E \times B}| < |\bar{\omega}_{\nabla B}|$  или

$$\bar{E}_\perp < \frac{\beta_\perp}{2 - \beta_\perp} \frac{T_{\perp h}}{e \Delta}. \quad (53)$$

Для определения влияния электрического поля на МГД-стабилизацию без этого ограничения необходимо дополнительный анализ.

Таким образом, в осесимметричном пробкотроне возможна прочная (без возбуждений с отрицательной энергией) стабилизация высокотемпературной плазмы высокого давления в проводящем кожухе, если величины  $\beta$  и  $\rho_i$  достаточно велики (условие (42)), а давление популяции с более низкой температурой ограничено (условие (48)).

3.3. Кайзером и Перлстейном проведен анализ стабилизации проводящими стенками, с учетом КЛР-эффектов, баллонной моды  $m = 1$  анизотропной и изотропной плазмы с  $\beta \sim 1$  в центральном соленоиде осесимметричной амбиполярной ловушки [72]. Из линеаризованных МГД-уравнений с геометрическими и КЛР-коррекциями, полученных ранее в [73] и других работах, синтезировано уравнение, описывающее моду  $m = 1$  плазмы высокого давления в осесимметричном поле. Из этого уравнения получено "баллонное" уравнение ((11) в работе [72]). Для ступенчатого радиального профиля давления и изотропного распределения баллонное уравнение можно записать в виде

$$\left[ (\Lambda y)' + \frac{B}{B_v} \Phi'' + \left( \frac{\omega^2 \rho}{B_v^2} - \beta \frac{r''}{r_p} \right) y \right] r_p B_v = 0, \quad (54)$$

где  $\Lambda = \frac{\Psi_w + \Psi_p}{\Psi_w - \Psi_p}$ ;  $B$  и  $B_v$  – магнитное поле в плазме

и в вакууме соответственно;  $\Phi = r_p B \xi$ ;  $y = r_p B_v \xi$ ;  $\xi$  – поперечное смещение;  $\rho$  – массовая плотность плазмы; штрих означает дифференцирование по оси  $z$ . Исходному уравнению соответствуют естественные граничные условия на торцах ловушки  $\Phi'(\pm z_m) = 0$ , где  $z_m$  – половина длины ловушки. Эти граничные условия проанализированы в [74], где показано, что они вытекают из зануления продольных токов возмущения в плазме на торцах. В приводимых ниже соотношениях введены дополнительные граничные условия  $B'_v(\pm z_m) = 0$ . При этом для изотропной плазмы, в которой  $\rho'(z) = 0$ ,  $B'(\pm z_m) = 0$  при  $y \pm z_m = 0$ . Интегрируя (54)

по  $z$  с весом  $1/r_p B_v$  с указанными граничными условиями, получим

$$\int_{-z_m}^{z_m} y dz \left[ \frac{\tau\beta}{1-\beta} \left(1 - \frac{1}{2}\beta\right) \frac{y'}{y} + \frac{1}{2} \frac{\tau^2\beta^2}{(1-\beta)^2} \left(1 - \frac{1}{2}\beta\right) + \beta \frac{r_v''}{r_v} - \frac{\omega^2 \rho}{B_v^2} \right] = 0, \quad (55)$$

где  $\tau = B'_v/B_v$ .

При этом замена слагаемого с кривизной произведена с использованием соотношения [72]

$$\frac{r_p''}{r_p} = \frac{r_v''}{r_v} + \frac{B_v}{\eta} \left(\frac{\eta'}{B_v}\right)', \text{ где } \eta^2 = \frac{B_v}{B}.$$

В параксиальном приближении

$$\frac{r_v''}{r_v} = \frac{3}{4}\tau - \frac{1}{2}\frac{B_v''}{B_v},$$

и уравнение (55) можно представить в виде

$$\int_{-z_m}^{z_m} y dz \left[ \frac{\tau\beta}{1-\beta} \left(\frac{3}{2} - \beta\right) \frac{y'}{y} + \frac{\tau^2\beta}{(1-\beta)^2} \left(\frac{3}{2} - \beta\right) \left(\beta - \frac{1}{2}\right) - \frac{\omega^2 \rho}{B_v^2} \right] = 0. \quad (56)$$

В случае близкого кожуха  $\omega_w \rightarrow \psi_p$  и величина  $\Lambda \rightarrow \infty$ . При этом, как следует из (54),  $y'(z) = 0$ . Условие устойчивости  $\omega^2 > 0$  из (55) можно записать (без точного вычисления интеграла) в виде

$$\frac{1}{2} \frac{\tau^2\beta^2}{(1-\beta)^2} \left(1 - \frac{1}{2}\beta\right) + \beta \frac{r_v''}{r_v} > 0. \quad (57)$$

Поскольку  $\frac{r_v''}{r_v} < 0$ , обозначим  $\left|\frac{r_v''}{r_v}\right| = \frac{1}{r_v R_v}$ , где  $R_v > 0$ . Для изотропной плазмы  $p' = 0$  и  $\beta' = -2\tau\beta$ , и условие (56) можно переписать без точного вычисления интеграла в виде

$$\frac{1}{8\beta(1-\beta)^2} \frac{1-\beta}{2} \beta^2 r_v R_v > 1. \quad (58)$$

Сравнивая это выражение с (45), видим, что левая часть (58) совпадает с членом  $G_{wall}^{III}$  в условии устойчивости Берка и др. для изотропной плазмы [70]. Из уравнения (56) при  $y' = 0$  ( $r_p = r_w$ ) для устойчивости моды  $m = 1$  изотропной плазмы необ-

ходимо  $\beta > 1/2$ . Знак первого члена в уравнениях (55), (56) определяется знаком множителя

$$\tau \frac{y'}{y} = \sqrt{2\psi_p} \left( \frac{\tau^2}{2} \frac{1-2\beta}{1-\beta} + \tau \frac{\xi'}{\xi} \right). \quad (59)$$

Нетрудно показать, что  $\tau\xi'/\xi < 0$ , а первый член этого выражения тоже отрицательный при  $\beta > 1/2$ . Следовательно,  $\tau y'/y < 0$ . При удаленной стенке величина  $y'(z) \neq 0$ . Из (55), (56) следует, что при удалении стенки и соответствующем росте первого отрицательного члена минимальное значение  $\beta$  для МГД-стабилизации должно становиться заметно больше  $1/2$ .

Разделим баллонное уравнение (54) на  $ur_p B_v$  и проинтегрируем по  $z$  при  $\Lambda = \text{const}$ . В результате получим соотношение между  $y'$  и  $\Lambda$ :

$$\int_{-z_m}^{z_m} dz \left[ (\Lambda + 1 - \beta) \left(\frac{y'}{y}\right)^2 - \frac{1}{4} \frac{\tau^2\beta^2}{(1-\beta)^2} \alpha + \frac{\omega^2 \rho}{B_v^2} \right] = 0, \quad (60)$$

где  $\alpha = \frac{1}{\beta} [1 + (1-\beta)(7\beta - 6)]$ .

На границе устойчивости  $\omega^2 \geq 0$  из (60) найдем для усредняемых величин

$$\frac{y'}{y} \leq \frac{1}{2} \frac{\tau\beta}{(1-\beta)} \sqrt{\frac{\alpha(\beta)}{(\Lambda + 1 - \beta)}}. \quad (61)$$

В (61) перед корнем оставлен знак минус вследствие неравенства  $\tau y'/y < 0$ . После подстановки (61) в (55) получим приближенное условие устойчивости, которое можно записать (без точного вычисления интеграла) в форме (45)

$$G_w^{III} = \frac{1}{8\beta(1-\beta)^2} \left(\frac{\partial\beta}{\partial z}\right)^2 \times \times r_v R_v \left(1 - \sqrt{\frac{\alpha(\beta)}{(\Lambda + 1 - \beta)}}\right) > 1. \quad (62)$$

При  $\beta \rightarrow 1$ ,  $\alpha \rightarrow 1$  и  $\Lambda \rightarrow 1$  ( $r_w \rightarrow \infty$ ) плазма становится МГД-неустойчивой. Подстановкой (61) в (56) можно получить оценочно (без вычисления интеграла) условие устойчивости в виде

$$\beta > \frac{1}{2 - \sqrt{\frac{\alpha(\beta)}{(\Lambda + 1 - \beta)}}}. \quad (63)$$

При  $\beta \geq 0.65$  величина  $\sqrt{\alpha} \approx 1$  с точностью до  $\sim 10\%$ . Поскольку при  $\beta < 0.544$  величина  $\alpha < 0$ , формулы (61)–(63) непригодны для больших значений  $\Lambda$ . Для  $r_w/r_p \leq 1.4$  ( $\Lambda \geq 3$ ,  $\beta \leq 0.6$ ) оценка  $\beta$  на границе устойчивости по формуле (63) с точностью до нескольких процентов совпадает с результатами численного решения уравнения (54) в [75] (рис. 4в).

3.4. Для улучшения МГД-стабилизации проводящими стенками плазмы в центральном соленоиде амбиоплярной ловушки Ли, Кеснер и ЛоДестро предложили использовать мелкомасштабную гофрировку магнитного поля вдоль соленоида [75]. На основе работы [72] они записали вышеприведенное уравнение стабильности (56) при  $\Lambda = \infty$  ( $y' = 0$ ) в виде

$$\int_{-z_m}^{z_m} dz \left[ \left( \frac{B'_v}{B_v} \right)^2 \frac{\beta}{(1-\beta)^2} \left( \frac{3}{2} - \beta \right) \left( \beta - \frac{1}{2} \right) - \frac{\omega^2 \rho}{B_v^2} \right] = 0. \quad (64)$$

При этом они обратили внимание на множитель  $B_v'^2$  как на весовую функцию, усиливающую вклад локальных значений  $\beta > 1/2$  в интеграл устойчивости. В [75] приведены результаты численных расчетов зависимости величины  $\beta$  на границе устойчивости от гофрировки для различных пробочных отношений центральной ловушки и различных зазоров между плазмой и стенкой. Для значительных пробочных отношений ловушки  $R \sim 4$  гофрировка снижает минимально необходимое для стабилизации значение  $\beta$  на десятки процентов. Величина  $(B_v')^2 \propto N^2 B_r^2$ , где  $N$  – число гофр,  $B_r$  – амплитуда отклонения магнитного поля в гофрах от среднего значения. Амплитуда  $B_r$  ограничивается тем, что в минимумах поля значение  $\beta$  не должно заметно превышать единицу. Пространственная частота гофр ограничивается необходимостью радиального проникновения вариаций магнитного поля в плазму на глубину радиального спада давления плазмы.

Гофрировка магнитного поля может улучшать стабилизацию проводящими стенками не только МГД-моды  $m = 1$ , но и более высоких мод  $m \geq 2$ . Это следует из условия (44)  $G_{wall}^{|m|} > 1$ , в котором множитель  $(\partial \beta_{\perp} / \partial z)^2 = 4\beta^2 (B'_v / B_v)^2$  при усреднении будет увеличиваться благодаря мелкомасштабной гофрировке для любых мод  $m < r_p / \Delta$ .

3.5. Приведенные условия стабилизации проводящим кожухом рассчитаны для плазмы с резкой границей. Для реальных профилей плазмы, когда ее давление на периферии плавно спадает с радиусом, стабилизирующее воздействие проводящего кожуха ослабляется. В [74] на основе [75] получены, для некоторого класса радиальных профилей, зависимость критического  $\beta$ , требуемого для устойчивости моды  $m = 1$ , от толщины периферийного переходного слоя при различных значениях  $r_w / r_p$ . При изменении профиля плазмы от резкой границы до плавного перехода толщиной порядка радиуса плазмы критическое  $\beta$  возрастает от 0.5 до 0.75 для  $r_p = r_w$ ; при  $r_w = 1.3 r_p$  критическое  $\beta$  возрастает от 0.6 до  $\sim 0.82$ .

В [76] рассмотрено влияние уменьшения длины проводящего кожуха на стабилизацию МГД-моды  $m = 1$  изотропной плазмы. Показано, что в ловушке с большим пробочным отношением достаточно иметь проводящие стенки, относительно близкие к плазме, только на участке с неблагоприятной кривизной. Для ловушки с косинусоидальным распределением магнитного поля с пробочным отношением  $R = 8$  не наблюдается заметного увеличения критического  $\beta$  при уменьшении длины проводящего кожуха от полной длины до четверти длины ловушки.

В [77] исследовано поведение кольца с током в проводящем кожухе с конечной проводимостью. Показано, что нормальная прецессионная мода устойчива. Однако после затухания наведенного в кожухе кругового тока (нулевой моды) имеет место медленный поперечный дрейф, развивающийся за время затухания наведенного тока в кожухе. При толщине проводящей стенки  $d_w$  меньше глубины проникновения в стенку магнитного поля время развития этой медленной неустойчивости

$$\tau_{sl} \sim 2\pi \times 10^{-9} \sigma r_w d_w, \quad (65)$$

где  $\sigma$  – удельная электрическая проводимость кожуха в  $(\text{ом см})^{-1}$ . Для  $r_w \sim 100$  см  $\tau_{sl} \sim 0.1$  с. В [78] исследована неустойчивость из-за резистивности стенки изотропной плазмы в одиночной открытой ловушке, стабилизированной проводящим кожухом и мелкомасштабной гофрировкой, с  $\beta$  больше критического. Установлено, что при конечной проводимости стенок развивается медленная неустойчивая мода  $m = 1$ , время развития которой оценивается величиной  $\tau_{sl}$  по формуле (65). Для подавления медленной неустойчивости требуется использовать дополнительный метод стабилизации.

3.6. Поскольку полная стабилизация плазмы имеет место только при  $\beta$  больше критического, то возникает задача поддержания устойчивости во время накопления плазмы. Хотя может существовать полоса устойчивости по  $\beta$  при его величинах меньше критического значения, однако при подходе к критическому  $\beta$  всегда существует полоса неустойчивости [70]. Поэтому необходимо в период накопления плазмы использовать дополнительные методы стабилизации или, возможно, накапливать плазму в стабилизирующих пробкотронах достаточно быстро. Если накопление производить за время, определяемое формулой (65), то в неустойчивой полосе при подкритических, но достаточно высоких  $\beta$  поперечное положение плазмы может стабилизироваться магнитным осесимметричным полем с благоприятной кривизной, возбужденным наведенными круговыми токами в кожухе. При этом не ясно,

будет ли устойчивым продольное положение плазмы в кожухе с конечной проводимостью.

В [79] исследована низкочастотная устойчивость плазмы в осесимметричных пробкотронах с конечным, но небольшим  $\beta$  относительно перестановочных, вращательных и баллонных мод в паракиральном приближении с учетом слабых эффектов КЛР и проводящих стенок. Аналитические результаты подкреплены и расширены численными расчетами. Показано, что при конечном давлении плазмы мода  $m = 1$  непосредственно около проводящей боковой стенки может быть стабилизирована эффектом КЛР вследствие нулевого смещения плазмы около стенки и присутствия благодаря этому радиальной моды. При гауссовском радиальном распределении горячей плазмы исследовано влияние на ее устойчивость гало из холодной плазмы. Если гало имеет хороший электрический контакт с торцевыми стенками за пробками, то в горячей плазме азимутальная мода  $m = 1$ , как и моды  $m \geq 2$ , имеет радиальную структуру. В результате она стабилизируется эффектом КЛР.

На установке ММХ проведен эксперимент с плотной низкотемпературной плазмой в осесимметричном пробкотроне с проводящим кожухом при  $r_p = r_w$  [80]. При повышении  $\beta$  с 0.25 до 0.35 наблюдался переход плазмы из неустойчивого состояния в устойчивое. Достигнуто  $\beta = 0.6$ . Однако температурное время жизни плазмы было коротким — около 5 мкс. Поэтому здесь речь идет только о достижении начальной МГД-устойчивости. Кроме того, расчетное критическое  $\beta$  для стеночной стабилизации моды  $m = 1$  составляет 0.85. Не исключено, что наблюдаемая в этом эксперименте МГД-устойчивость плазмы при  $\beta$  существенно ниже критического объясняется эффектами близости проводящей стенки и гало, проанализированными в [79].

Результаты [79, 80] позволяют надеяться реализовать относительно устойчивый режим накопления плазмы в стабилизирующих пробкотронах до критического  $\beta$ : с помощью кольцевых лимитеров или с использованием гало. Стабилизация гало может осуществляться кольцевыми газоразрядными ячейками с замкнутым холловским током на запробочных приемниках плазмы [81] или запробочным магнитным полем с благоприятной кривизной [82].

В ряде экспериментов в пробкотронах с удаленными стенками (ELMO, SM-1, STM и др.) были ЭЦР-нагревом получены кольцевые и дискообразные анизотропные популяции электронов с высоким  $\beta$  [83–85]. Эти результаты позволяют надеяться достичь критического  $\beta$  в электронной популяции без дополнительных способов стабилизации. В стабилизирующих пробкотронах ам-

биполярной ловушки может кратковременно на время накопления всей плазмы до критических  $\beta$  создаваться анизотропная дискообразная популяция высокоэнергетичных электронов с  $\beta$  больше критического. Как следует из формулы (46), при значительной анизотропии популяции критическое  $\beta$  будет относительно невысоким. Поэтому нетрудно обеспечить запас устойчивости, достаточный для МГД-устойчивости плазмы во всей ловушке в период ее накопления до критических  $\beta$ .

Другой способ стабилизировать плазму в процессе накопления, предложенный в [70], состоит в кратковременном возбуждении поперечных мультипольных магнитных полей в стабилизирующих пробкотронах. Благодаря эффекту КЛР для стабилизации плазменного столба допускается большое число полюсов. В результате даже при включенных мультипольных обмотках в период накопления нарушение аксиальной симметрии будет небольшим и можно обойтись без цилиндрических магнитного поля.

Возможно также использование МГД-якорей в виде полускапов, которые пристыковываются к концам амбиполярной ловушки. В полускапах плазма с высоким  $\beta$  может поддерживаться только в период накопления плазмы в ловушке. Устойчивость плазмы к поперечному смещению в целом (мода  $m = 1$ ) обеспечивается, в соответствии с энергетическим принципом, вкладом непаракирального члена, который в полускапе является существенным, в потенциальную энергию возмущения [86]. Запас устойчивости полускапов может компенсировать дефицит устойчивости всей накапливаемой плазмы, и может быть обеспечена стабильность желобковых мод во всей ловушке.

В стационарном режиме полускапы без собственной плазмы могут стабилизировать медленную поперечную неустойчивость потоком плазмы, вытекающей из ловушки и протекающей по полю с большой благоприятной кривизной в полускапах. Без полускапов медленная неустойчивость может аналогично стабилизироваться потоком, вытекающим в запробочное расширяющееся магнитное поле с благоприятной кривизной [82]. Медленную неустойчивость можно стабилизировать эффектом line-tying, используя вышеупомянутые кольцевые газоразрядные ячейки [81] на приемниках плазмы в стационарном режиме. Возможно также подавление медленного дрейфа плазмы системой с обратной связью. Однако это может привести к заметному снижению надежности стационарной работы амбиполярной ловушки.

3.7. Общая схема МГД-стабилизации плазмы высокого давления в осесимметричной амбипо-

лярной ловушке должна выбираться с учетом обеспечения наилучших условий поддержания амбиполярных барьеров для продольного удержания плазмы. В [87] было предложено совместить барьерные концевые пробкотроны с МГД-якорями. Для этого их выполнить осесимметричными, с проводящим кожухом. В средней плоскости барьерных пробкотронов формируется термобарьер дискообразной анизотропной популяцией высокоэнергетичных электронов. МГД-мода  $m = 1$  может стабилизироваться этой популяцией электронов, если значение  $\beta$  в ней будет достаточно высоким. Критическое  $\beta$  при  $p_{\perp}/p_{\parallel} = 4$  и  $r_p = r_w$  составляет около 0.32, как это следует из формулы (46). В проекте амбиполярного реактора MARS для электронной популяции в термобарьере величина  $\beta = 0.5$ . Таким образом, имеется запас по  $\beta$  для реализации  $r_w > r_p$  и обеспечения запаса устойчивости (при  $r_p = r_w G_{wall}^{III} \approx 2.7$ ). Устойчивость высоких мод  $m \geq 2$  может быть обеспечена плещущимися высокоэнергетичными ионами и пролетными ионами из центрального соленоида за счет КЛР-эффектов. Сценарий накопления устойчивой плазмы высокого давления во всей ловушке может быть достаточно простым. Сначала создается электронная популяция в барьерных пробкотронах с  $\beta$  больше критического, затем накапливаются плещущиеся ионы, формируются барьеры. После этого накапливается и нагревается плазма в центральном соленоиде. Благодаря гофрировке магнитного поля соленоида в нем может поддерживаться плазма с высоким  $\beta$ .

В случае невозможности совмещения барьерных пробкотронов с МГД-якорем необходимы дополнительные МГД-стабилизирующие пробкотроны-якоря. Во избежание неустойчивости на запертых частицах [88, 89] предпочтительно установить эти пробкотроны между центральным соленоидом и барьерными пробкотронами. Через эти встроенные МГД-якоря будет простираться до барьеров плотная плазма центрального соленоида. Рассеяние высокоэнергетичных ионов стабилизирующей популяции в каждом якоре на этой плотной плазме сокращает время их жизни. В результате мощность, нужная для поддержания ионных популяций в якорях с высоким  $\beta$  для МГД-стабилизации, существенно возрастает [87].

В стабилизированной проводящими стенками плазме с высоким  $\beta$  в гофрированном соленоиде неустойчивость на запертых частицах может не развиваться [90]. Это позволяет присоединить стационарные МГД-якоря к концам ловушки последовательно за барьерными пробкотронами с низким  $\beta$ . В таких якорях время жизни стабилизирующей ионной популяции будет определяться

рассеянием ионов только на частицах популяции. Мощность на поддержание этой популяции будет в несколько раз меньше, чем во встроенных якорях по предыдущей схеме. Выгодно принимать магнитное поле в центре концевых якорей минимальным, а пробочное отношение максимальным.

Однако концевые якоря в этой схеме не позволяют накопить плазму в соленоиде до  $\beta$  выше критического, поскольку при низких  $\beta$  в ней будет развиваться неустойчивость на запертых частицах. Поэтому необходим дополнительный кратковременный работающий стабилизирующий пробкотрон, встроенный в центр соленоида. Одновременно через этот пробкотрон можно подогреть плазму в соленоиде до термоядерной температуры. Сценарий ввода амбиполярной ловушки в устойчивый стационарный режим может быть следующим. Сначала вводятся в стабилизирующий режим концевые якоря. Затем запускаются барьерные пробкотроны и центральный встроенный якорь-нагреватель. После накопления и нагрева плазмы в соленоиде до  $\beta$  выше критического якорь-нагреватель выключается.

#### 4. ОГРАНИЧЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ ПОТЕРЬ ПЛАЗМЫ

Полная осесимметричность ловушки исключает поперечные неоклассические потери плазмы. Реально такие потери будут определяться точностью изготовления и сборки магнитной системы и могут быть ограничены до требуемого уровня. Поперечный перенос плазмы будет определяться диффузией вследствие турбулентности плазмы. Наиболее опасной в длинном соленоиде является дрейфовая низкочастотная неустойчивость плазмы [91]. Эта неустойчивость может подавляться при высоком  $\beta$  [92] и широм радиального электрического поля. Подавление дрейфовой неустойчивости широм электрического поля и соответствующее уменьшение поперечных потерь плазмы было реализовано на установке GAMMA-10 [21]. Поперечное время жизни ионов в ядре плазмы достигало значения  $\tau_{\perp} = (3 \times 10^4 - 10^5) \tau_{Bohm}$  [10, 21]. На небольшой амбиполярной ловушке HIEI [35] наблюдалось значительное увеличение ширины электрического поля на периферии плазмы при положительном смещении потенциала лимитера. При этом снижался уровень дрейфовой турбулентности при повышенном градиенте плотности, а поперечное время жизни плазмы возрастало на порядок [93]. Высокочастотные неустойчивости менее опасны. Это показано, в частности, для электромагнитных волн в ионно-циклотронном диапазоне частот [94].

По аномальному электронному теплопереносу имеются обнадеживающие экспериментальные результаты. Из измерений энергетического времени жизни основной популяции электронов в соленоиде установки ГАММА-10 [19] следует, что энергетическое время удержания электронов (включая поперечные потери) может достигать величины  $\tau_{ee} \sim 10^4 \tau_{Bohm}$ .

Если в плазме низкого давления основным механизмом аномального поперечного переноса плазмы является электростатическая дрейфовая турбулентность, то в плазме с высоким  $\beta \sim 1$  основной причиной аномального поперечного переноса может стать электромагнитная турбулентность. В плазме с магнитной турбулентностью может быть значительным аномальный электронный теплоперенос.

Обнадеживающим обстоятельством является идеальная изометрия осесимметричной ловушки [95]. Поэтому в ней отсутствуют вторичные плазменные токи, текущие вдоль силовых линий магнитного поля, не могут образовываться магнитные острова и области стохастичности магнитных силовых линий. Результаты теоретического анализа [70] позволяют надеяться, что при выполнении условий полной (прочной) стабилизации, когда подавляются не только МГД-подобные и дрейфово-компрессионные неустойчивости, но и не возбуждаются волны с отрицательной энергией, низкочастотная электромагнитная турбулентность будет на очень низком уровне.

В экспериментальном реакторе на основе токамака ИТЕР с радиальным полуразмером плазмы в 2.8 м принято удовлетворительное отношение  $\tau_e/\tau_{Bohm} \sim 10^3$ . Чтобы создать амбиполярный реактор с радиусом плазмы в соленоиде  $\sim 1$  м, необходимо достичь в нем отношение  $\tau_{Le}/\tau_{Bohm}$  более чем на порядок выше.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Начиная с 50-х до конца 80-х годов в мире велись интенсивные теоретические и экспериментальные исследования по открытым ловушкам. Экспериментальные исследования начались на осесимметричных ловушках. В 1962 г. М.С. Иоффе с сотрудниками подтвердил в эксперименте стабилизирующее действие "минимума В" [96]. На этой основе стали строить открытые ловушки с мультипольными поперечными магнитными полями, в которых легко достигается МГД-устойчивое удержание плазмы. В 1977–1978 гг. Д.Д. Рютов и Г.В. Ступаков разработали теорию неоклассической поперечной диффузии плазмы в ловушках с неосесимметричным магнитным полем [97]. Со временем стало ясно, что в амбиполярных ловушках с мультипольными ячейками,

обеспечивающими средний минимум В, очень трудно ограничить неоклассические потери термоядерной плазмы. В 80-х годах осуществлялась интенсивная разработка методов МГД-стабилизации плазмы в осесимметричной геометрии. В разд. 3 показано, что на основе этих работ можно реализовать полностью осесимметричную ловушку с МГД-устойчивой плазмой высокого давления.

Высокая эффективность продольного удержания ионов плазмы в амбиполярных ловушках продемонстрирована экспериментально. Предстоит решить ряд задач для достижения хорошего продольного удержания энергии электронов (см. разд. 2). Наиболее неясным остается, возможно ли большое понижение плотности плазмы в термобарьерах и особенно в ионных барьерах относительно плотности в соленоиде. Дело здесь не столько в откачке термобарьеров, сколько в устойчивости пролетных ионов. Подчеркнем, что большое понижение плотности плазмы в барьерах необходимо не для хорошего продольного удержания электронов и ионов, а для снижения мощности ЭЦР-нагрева в амбиполярном реакторе до приемлемого уровня в 5–10 МВт/м<sup>3</sup>. Как указано в [98], так называемые "теплые сверхпроводники" на основе висмута, охлаждаемые жидким гелием, могут сохранять сверхпроводимость в полях вплоть до 100 Тл. Поэтому можно надеяться в недалеком будущем изготавливать пробочные катушки с полем на оси в 25–30 Тл, что позволит получать плотность пролетных ионов в термобарьерах  $n_{pass} \sim 0.03n_c$ .

Отметим, что у амбиполярной ловушки имеет преимущество при сооружении на ее основе экспериментального реактора. В экспериментальном амбиполярном реакторе можно ограничиться небольшой длиной пентрального соленоида, что значительно снизит стоимость его сооружения.

В настоящее время действуют две амбиполярные ловушки в Японии: ГАММА-10 и НИЕИ. В ИЯФ СО РАН ведутся эксперименты на одной концевой части амбиполярной ловушки АМБАЛ-М.

На рис. 6 представлена схема концевой барьерной пробкотрона с плазмодриемником установки ГАММА-10 из [31]. Имеются хорошие возможности проводить на таком пробкотроне с мощной откачкой газа эксперименты по улучшению продольного удержания электронов в ловушке.

На рис. 7 представлена схема установки АМБАЛ-М. На этой установке имеются хорошие возможности для исследования и реализации МГД-стабилизации плазмы высокого давления в осесимметричном магнитном поле. На одной кон-

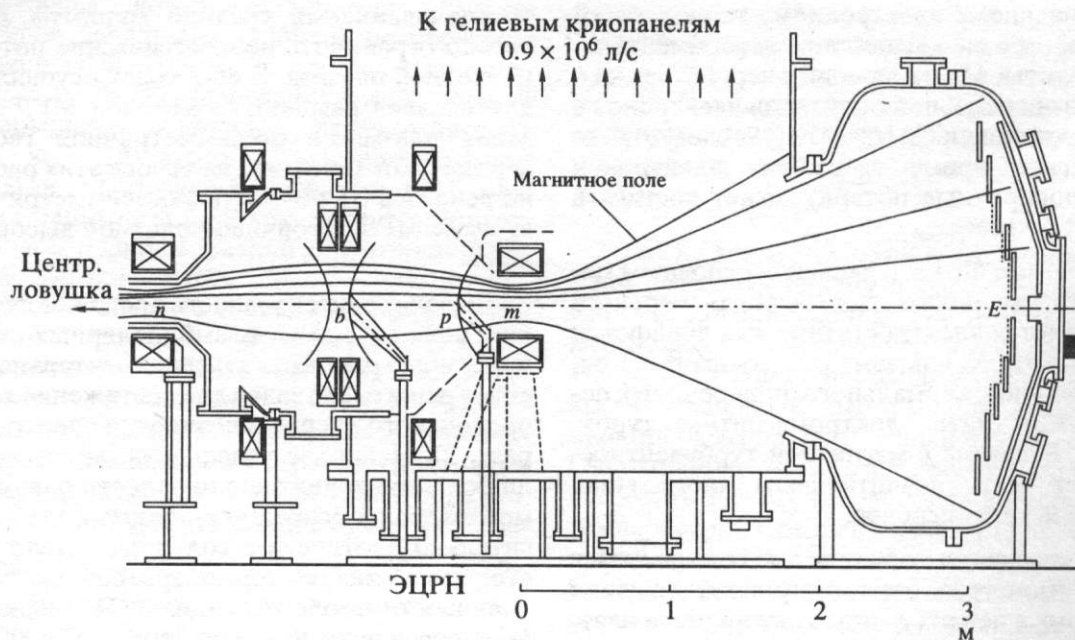


Рис. 6. Схема концевой пробкотрона с запробочной областью и плазмодриемником, установка GAMMA-10 [31].

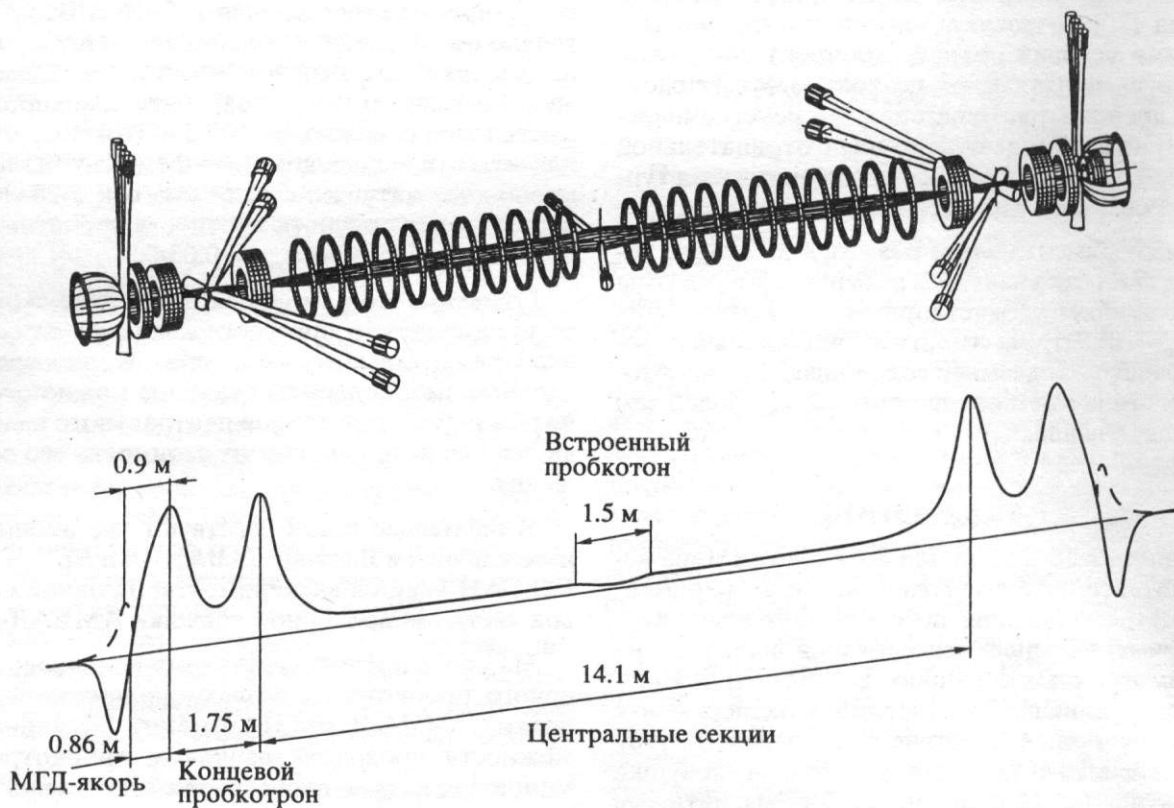


Рис. 7. Схема установки АМБАЛ-М.

цевой части, состоящей из барьерного пробкотрона и полукаспа, получена МГД-устойчивая горячая плазма низкого давления. Готовится эксперимент по накоплению в пробкотроне высоко-

температурной плазмы с  $\beta \sim 1$  инъекцией квазистационарных атомарных пучков. После запуска установки АМБАЛ-М в целом появится возможность изучить и реализовать МГД-стабилизацию



плазмы с высоким  $\beta$  в соленоиде за счет гофрировки магнитного поля.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Coensgen F., Anderson C.A., Casper T.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 1132.
2. Simonen T.C., Anderson C.A., Casper T.A. et al. // Proc. VIII Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. (Brussels, 1980). Vienna: IAEA-CN-38 (F-1), 1981.
3. TMX Group. Summary of results from the Tandem Mirror Experiment (TMX). LLNL, UCRL-53120 / Ed. T.C. Simonen. Livermore, CA, 1981.
4. Simonen T.C., Allen S.L., Casper T.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 1668.
5. Grabb D.P., Allen S.L., Casper T.A. et al. // Ibid. 1984. V. 53. P. 783.
6. Hooper E.B. Jr., Cohen R.H., Correll D.L. et al. // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 3609.
7. Correll D.L., TMX-U Group // Proc. of Intern. School of Plasma Phys. "Piero Caldirola". Varenna, 1987. V. 2. P. 679.
8. Allen S.L., Baldwin D.E., Barter J.D. et al. TMX-U Final Report. LLNL, UCID-20981 / Ed. G.D. Porter. Livermore, CA, 1988.
9. Yatsu K., Cho T., Hojo H. et al. // Proc. of Intern. School of Plasma Phys. "Piero Caldirola". Varenna, 1987. V. 2. P. 659.
10. Cho T., Inutake M., Ishii K. et al. // Nucl. Fusion. 1988. V. 28. P. 2187.
11. Miyoshi S., Cho T., Hojo H. et al. // Proc. XIII Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. (Washington, 1990). Vienna: IAEA, 1991. V. 2. P. 539.
12. Tamano T., Cho T., Hirata M. et al. // Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993) / Ed. A. Kabantsev. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 1.
13. Tamano T., Cho T., Hirata M. et al. // Proc. XV Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. (Seville, 1994). Vienna: IAEA, 1996. V. 2. Paper CN-60/C-1-1.
14. Inutake M., Tamano T., Cho T. et al. // Proc. XIV Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. (Wurzburg, 1992). Vienna: IAEA, 1993. V. 2. P. 651.
15. Cho T., Hirata M., Takahashi E. et al. // Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993) / Ed. A. Kabantsev. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 79.
16. Hirata M., Cho T., Takahashi E. et al. // Nucl. Fusion. 1991. V. 31. P. 752.
17. Saito T., Kiwamoto Y., Kariya T. et al. // Ibid. 1990. V. 30. P. 1533.
18. Cho T., Kondon T., Hirata M. et al. // Ibid. 1987. V. 27. P. 1421.
19. Cho T., Hirata M., Takahashi E. et al. // Phys. Rev. 1992. V. A45. P. 2532; Cho T., Hirata M., Ogura K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 1373.
20. Mase A., Joang J.H., Itakura A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 2281.
21. Mase A., Itakura A., Inutake M. et al. // Nucl. Fusion. 1991. V. 31. P. 1725.
22. Tamano T., Cho T., Hirata M. et al. // Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993) / Ed. A. Kabantsev. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 97.
23. Saito T., Katanuma I., Kiwamoto Y. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2748.
24. Cohen R.H. // Phys. Fluids. 1983. V. 26. P. 2774.
25. Saito T., Kiwamoto Y., Tatematsu Y. et al. // Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993) / Ed. A. Kabantsev. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 121.
26. Kurihara K., Saito T., Kiwamoto Y. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 1989. V. 58. P. 3453.
27. Kurihara K., Kiwamoto Y., Saito T. et al. // Ibid. 1992. V. 61. P. 3153.
28. Saito T., Kiwamoto Y., Kurihara K. et al. // Phys. Fluids B. 1993. V. 5. P. 866.
29. Saito T., Kiwamoto Y., Tatematsu Y. et al. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 352.
30. Yoshimura Y., Saito T., Kiwamoto Y. et al. // Proc. of Intern. Conf. on Plasma Phys. (Nagoya, 1996). Arakawa Printing Co., 1996. V. 2. P. 1310.
31. Kajiwara K., Saito T., Kiwamoto Y. et al. // Ibid. P. 1314.
32. Coensgen F.H., Clauser J.F., Correll D.L. et al. // Proc. VI Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. (Berhtesgaden, 1976). Vienna: IAEA, 1977. V. 2. P. 135.
33. Hershkowitz N., Majesk R., Ferron J. et al. // Proc. of Intern. School of Plasma Physics. "Piero Caldirola". Varenna, 1987. V. 2. P. 855, 751.
34. Lane B.G., Brau K., Casey J. et al. // Ibid. P. 783.
35. Yasaka Y., Miyakita M., Kimoto S. et al. // Proc. XIII Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. (Washington, 1990). Vienna: IAEA, 1991. V. 2. P. 725.
36. Sakai O., Yasaka Y. // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. P. 3896; Yasaka Y., Sakai O., Takeno H. et al. // Nucl. Fusion. 1994. V. 34. P. 1263.
37. Casper T.A., Berzing L.V., TMX-U group // Proc. of Intern. School of Plasma Phys. "Piero Caldirola". Varenna, 1987. V. 2. P. 771.
38. Mase A., Itakura A., Takuzawa T. et al. // Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993) / Ed. A. Kabantsev. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 211.
39. Mase A., Ichimura M., Satake H. et al. // Phys. Fluids B. 1993. V. 5. P. 1677.
40. Yatsu K., Nakashima Y., Tsuchiya K. et al. // Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993) / Ed. A. Kabantsev. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 147.
41. Димов Г.И., Закайдаков В.В., Кишиневский М.Е. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. С. 597; Fowler T.K., Logan B.G. // Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion. 1977. V. 2. P. 167.
42. Pastukhov V.P. // Nucl. Fusion. 1974. V. 14. P. 3.
43. Cohen R.H. et al. // Ibid. 1978. V. 18. P. 1229.
44. Cohen R.H. et al. // Ibid. 1980. V. 20. P. 1421.

45. Baldwin D.E., Logan B.G. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1318.
46. Cohen R.H. // Nucl. Fusion. 1983. V. 23. P. 1301.
47. Сивухин Д.В. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964. Вып. 4. С. 81.
48. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969.
49. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966.
50. Baragiolo R.A., Alonso E.A., Oliva Florio A. // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. P. 121.
51. Ewing R.I. // Phys. Rev. 1965. V. 139. № 6A. P. 1840.
52. Post R.F., Ryutov D.D. // Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion. 1995. V. 16. P. 375.
53. Devoto R.S., LoDestro L.L., Mirin A.A. // Nucl. Fusion. 1987. V. 27. P. 255.
54. Пеккер Л.С. Препринт № 80-161. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1980.
55. Hamilton G.W., Logan B.G. // Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion. 1981. V. 6. P. 139.
56. Baldwin D.E. et al. // Proc. XI Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. (Kyoto, 1986). Vienna: IAEA, 1987. V. 2. P. 293.
57. Shabrov N.V., Khvesjuk V.I., Lyakhov A.N. // Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993) / Ed. A. Kabantsev. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 245.
58. Futch A.H., LoDestro L.L. Preprint LLNL, UCRL-87249. Livermore, 1982.
59. Тимофеев А.В. // Вопросы теории плазмы / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат, 1985. Вып. 14. С. 56.
60. Арсенин В.В. // Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. М.: ВИНТИ, 1988. Т. 8. С. 49.
61. Dimov G.I. // Proc. X Europ. School of Plasma Phys., Tbilisi. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1990. P. 157.
62. Berk H.L. // Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993) / Ed. A. Kabantsev. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1993. P. 177.
63. Christofilos N.C. et al. // Report UCRL-14282. Livermore: Lawrence Livermore Lab., 1965.
64. Haas F.A., Wesson J.A. // Phys. Fluids. 1967. V. 10. P. 2245.
65. Rosenbluth M.N., Krall N.A., Rostoker N. // Nucl. Fusion Suppl. 1962. Pt. 1. P. 143.
66. Berk H.L., Rosenbluth M.N., Wong H.V. et al. // Phys. Fluids. 1984. V. 27. P. 2705.
67. Berk H.L., Kaiser T.B. // Ibid. 1985. V. 28. P. 345.
68. Baldwin D.E., Berk H.L. // Ibid. 1983. V. 26. P. 3595.
69. Hammer J.H., Berk H.L. // Ibid. 1985. V. 28. P. 2442.
70. Berk H.L., Wong H.V., Tsang K.T. // Ibid. 1987. V. 30. P. 2681.
71. Hasegawa A. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. P. 11.
72. Kaiser T.B., Pearlstein L.D. // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 907.
73. Pearlstein L.D., Freidberg J.P. // Ibid. 1978. V. 21. P. 1218.
74. Арсенин В.В., Куянов А.Ю. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 707.
75. Li Xing-Zhong, Kesner J., LoDestro L.L. // Nucl. Fusion. 1987. V. 27. P. 1259.
76. Li Xing-Zhong, Kesner J., Lane B. // Ibid. 1987. V. 27. P. 101.
77. Fleischmann H.H., Kupfer K., Kribel R.E. // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 1917.
78. Арсенин В.В., Куянов А.Ю. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 478.
79. Cohen B.I., Freis R.P., Newcomb W.A. // Phys. Fluids. 1986. V. 29. P. 1558.
80. Close R.A., Kang B.K., Lichtenberg A.J. et al. // Ibid. P. 3892.
81. Димов Г.И., Лысянский П.Б. Препринт № 86-102. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1986.
82. Мирнов В.В., Рюттов Д.Д. // Письма в ЖТФ. 1974. Т. 5. С. 678.
83. Dandl R.A. et al. // Nucl. Fusion. 1971. V. 11. P. 411.
84. Quon B.N. et al. // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 1503.
85. Boehmer H., Goede H., Talmagde S. // Ibid. P. 3099.
86. Dimov G.I., Lysyansky P.B. // Proc. Int. Conf. on Plasma Phys. Kiev, 1987. V. 3. P. 43.
87. Kesner J. // Nucl. Fusion. 1985. V. 25. P. 275.
88. Rosenbluth M.N. // Phys. Scripta. 1982. V. T2/1. P. 104.
89. Ступаков Г.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 275.
90. Rosenbluth M.N., Sloan M.L. // Phys. Fluids. 1971. V. 14. P. 1725.
91. Кадомцев Б.Л., Тимофеев А.В. // ДАН СССР. 1962. Т. 146. С. 581.
92. Михайловский А.Б., Тимофеев А.В. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 919.
93. Sakai O., Yasaka Y., Itatani R. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 4071.
94. Hojo H. et al. // Japan. J. Appl. Phys. 1993. V. 32. P. 3287.
95. Скворода А.А., Шафранов В.Д. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. С. 937.
96. Готт Ю.В., Иоффе М.С., Тельковский В.Г. // Ядерный синтез. Приложение. 1962. Вена: МАГАТЭ, 1962. Т. 3. С. 1045.
97. Рюттов Д.Д., Ступаков Г.В. // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 26. С. 186.
98. Головин И.Н., Кадомцев Б.Б. // Атом. энергия. 1996. Т. 81. С. 364.