

1 р. 50 к.

Индекс 56960

ISSN 0202-7933, ИИТ «Физика плазмы», т. 8, 1988, 1-172

533.9  
Ф-503

РГАСНТИ 29.27

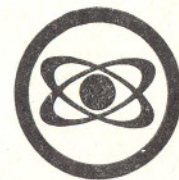
ISSN 0202-7933



# ИТОГИ НАУКИ И ТЕХНИКИ

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Том 8



Москва 1988

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР  
ПО НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ ИНСТИТУТ НАУЧНОЙ И ТЕХНИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

ИТОГИ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ  
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Том 8

Редактор В. Д. Шафранов

Серия издается с 1980 г.



МОСКВА 1988

1-7628

4

23310

Главный редактор информационных изданий ВИНТИ  
профессор П. В. Нестеров

Главный редактор серии академик Б. Б. Кадомцев

### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

информационных изданий по физике

Главный редактор — академик Б. Б. Кадомцев

Члены редакционной коллегии:

канд. физ.-мат. наук В. Е. Асрибеков (зам. главного редактора),  
канд. физ.-мат. наук О. М. Атаев, чл.-корр. АН СССР А. М. Афанасьев,  
д-р физ.-мат. наук С. А. Ахманов, канд. физ.-мат. наук О. Н. Бокша,  
чл.-корр. АН СССР Ф. В. Бункин,  
И. М. Брисова (ученый секретарь редколлегии),  
д-р физ.-мат. наук А. И. Карчевский, д-р физ.-мат. наук Б. С. Непорент,  
чл.-корр. АН СССР Л. Б. Окунь, канд. физ.-мат. наук Я. А. Пяста,  
д-р физ.-мат. наук В. Б. Сандомирский, д-р физ.-мат. наук А. Ф. Тулинов,  
чл.-корр. АН СССР В. Д. Шафранов

### БИБЛИОТЕКА

Института  
прикладной физики  
Академии наук СССР  
г. Горький

### ОТ РЕДАКТОРА

В настоящее время исследования по управляемому термоядерному синтезу (УТС) на основе магнитного удержания высокотемпературной плазмы подошли к новому этапу. Он характеризуется, прежде всего, направленностью на создание опытного реактора-токамака. Соответственно, исследования по физике плазмы в токамаках стали преобладающими в общей программе УТС. Значительно возрос темп набора информации в этих термоядерных системах, причем главным источником ее стали крупнейшие токамаки с объемом плазмы в десятки и сотни кубометров (150 м<sup>3</sup> на установке JET). На этих токамаках получена плазма с термоядерным параметром  $nT\tau_E$  ( $n$  — плотность,  $T$  — температура, а  $\tau_E$  — энергетическое время жизни плазмы) всего на порядок меньше, чем это необходимо для реактора. В этой ситуации перед другими направлениями магнитного удержания плазмы встала серьезная задача определить свое место в программе УТС, выявить те их достоинства, которые, по крайней мере, в будущем могли бы обеспечить решение тех задач, которые невозможно или неэффективно решать на токамаках. С этим связана вторая характерная черта нового этапа — активизация на достигнутом уровне знаний поиска и разработок усовершенствованных «альтернативных» систем магнитного удержания, удовлетворяющих, например, важному инженерному требованию стационарности и надежности режима работы реактора. Помимо проблемы стационарности реактора в последнее время все больше внимания уделяется исследованиям возможности использования в магнитных системах вместо дейтерий-тритиевого термоядерного топлива других, с меньшей конечной радиоактивностью, в том числе, практически безнейтронного «экзотического» топлива D<sup>3</sup>He. Сложность состоит в том, что необходима магнитная система с отношением давления плазмы к давлению удерживающего магнитного поля близким к единице. Заметим, что рекордное значение этого параметра на токамаке (полученное на установке D III-D в США) составляет около 7%.

Прямых ограничений на давление плазмы нет в прямолинейных ловушках с магнитными пробками. Однако здесь имеются другие проблемы, динамичному поиску путей решения которых и были посвящены исследования последних несколь-



ких лет. О прогрессе в исследованиях по открытым магнитным ловушкам с пробочной геометрией идет речь в трех первых статьях данного выпуска.

В статье доктора физико-математических наук Д. А. Панова «Амбиполярные открытые ловушки» изложены итоги исследований по снижению продольных потерь из ловушек с пробками и указывается на трудности с поперечным удержанием, возникающие при стабилизации системы квадрупольными «якорями». Нарушение симметрии приводит к повышенным «нео-классическим» потерям из-за несовпадения дрейфовых поверхностей с изотермами. В следующей статье доктора физико-математических наук В. В. Арсенина «Аксиально-симметричные открытые ловушки» излагается идея стабилизации плазмы в открытых ловушках без нарушения симметрии, ухудшающего удержание. За это приходится платить существенным усложнением геометрии системы. В статье чл.-корр. АН СССР Д. Д. Рютова и доктора физико-математических наук В. В. Мирнова «Газодинамическая ловушка» излагается концепция этих авторов, частично уже подтвержденная экспериментально, о стабилизации плазмы в осесимметричных ловушках без их сильного усложнения за счет запробочной вытекающей плазмы.

Последняя статья в выпуске «Тороидальные системы для управляемого термоядерного синтеза», написанная чл.-корр. АН СССР В. Д. Шафрановым, посвящена сравнению статусов токамака и родственных ему по разным линиям других тороидальных систем магнитного удержания — стеллараторов (родственных по наличию внешнего тороидального магнитного поля) и пинчей с обращенным магнитным полем, ПОМП (родственных по наличию тороидального тока в плазме). Их исследование заметно активизировалось в последнее время. Стоит напомнить читателям, что ряд современных проблем токамака был освещен в предыдущих, 6-м и 7-м, выпусках серии. Стеллараторам был посвящен обзор во 2-м выпуске (1981 г.).

Как и предыдущие выпуски серии ИНТ «Физика плазмы», данный том рассчитан на широкий круг лиц, занимающихся и интересующихся физикой плазмы и управляемого термоядерного синтеза.

УДК 621.039.62

## АМБИПОЛЯРНЫЕ ОТКРЫТЫЕ ЛОВУШКИ

Д. А. Панов

### СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	5
2. Физические принципы амбиполярных ловушек	6
3. Экспериментальные исследования удержания плазмы в амбиполярных ловушках	24
4. Заключение	44
Литература	46

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Программа разработки управляемого термоядерного реактора открытого типа, зародившаяся после известных предложений Будкера [1] и Поста [2] в начале 50-х годов, прошла несколько важных этапов. В начале 60-х годов разработка принципа минимума  $B$  позволила осуществить макроскопически устойчивое удержание плазмы [3]. В начале 70-х была обнаружена [4] наиболее опасная дрейфово-конусная ионно-циклотронная неустойчивость и был найден способ ее подавления [5, 6]. Продолившиеся все эти годы усовершенствование технологии инъекции быстрых атомов в середине 70-х годов позволило вместе с использованием разработанных ранее методов подавления неустойчивостей продемонстрировать на установке 2Х1В квазистационарное удержание плазмы с кинетическим давлением, равным магнитному, т. е. с  $\beta \sim 1$  [7]. После этих достигнутых успехов дальнейшее продвижение к осуществлению экономически приемлемого управляемого синтеза в магнитных системах открытого типа сдерживалось малым временем продольного удержания плазмы магнитными пробками, определяемым кулоновским рассеянием ионов в конус потерь. Среди различных методов преодоления этого принципиального недостатка ловушек с магнитными пробками и адиабатическим удержанием заряженных частиц наибольшее признание во второй половине 70-х годов получило предложение удерживать плазму в амбиполярных, или тандемных ловушках, в которых улучшенное продольное удержание достигалось созданием на торцах ловушки с пробками дополнитель-



ных положительных потенциальных барьеров. Впервые эта идея была сформулирована Димовым, Закайдаковым, Кишеневским [8] и, независимо, несколько позже — Фаулером и Логаном [9]. Вскоре, в конце 70-х годов, Болдуин и Логан предложили улучшенный вариант амбиполярной ловушки с термобарьерами [10], расчетные энергетические параметры которой в реакторном режиме выглядели более привлекательными.

Исследования последующих лет, с одной стороны, позволили продемонстрировать создание положительных потенциальных барьеров и термобарьеров с соответствующим улучшением продольного удержания плазмы, но с другой — выявили ряд явлений, препятствующих продвижению к плотности, позволяющей моделировать плазму с реакторными параметрами. На основе накопленного экспериментального материала и теоретического анализа получено представление о физическом механизме процессов, препятствующих удержанию плазмы с большой плотностью в амбиполярных ловушках, но полной ясности в этом вопросе не достигнуто. Выдвинуты предложения, как обойти возникшие трудности, но они ждут своей апробации.

В настоящем обзоре излагаются физические принципы и результаты исследований амбиполярных ловушек. По своему содержанию обзор может рассматриваться как продолжение обзора [11], охватившего исследования удержания плазмы в открытых системах с конца 60-х до конца 70-х годов. Еще более ранние исследования отражены в обзоре [12]. Интересующихся читателей отсылаем также к обзорам [13, 14, 15].

## 2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ АМБИПОЛЯРНЫХ ЛОВУШЕК

В последующем изложении нам часто потребуется использовать стандартные обозначения и простые соотношения. Для удобства они определены и выписаны ниже:

- $m, e$  — масса и заряд частицы;
- $\mathbf{B}, B$  — вектор и модуль магнитного поля;
- $\varphi$  — потенциал электростатического поля в плазме;
- $v, v_{\perp}, v_{\parallel}$  — модуль скорости частиц, поперечная и продольная к полю  $\mathbf{B}$  составляющие скорости;
- $\omega_c = eB/mc$  — циклотронная частота заряженной частицы;
- $\rho = v_{\perp}/\omega_c$  — радиус ларморовской орбиты;
- $\mu = (1/c)IS = mv_{\perp}^2/2B$  — магнитный момент ларморовской орбиты, являющийся поперечным адиабатическим инвариантом.  $I$  — обтекающий ток и  $S$  — площадь ларморовского кружка;
- $J = \int mv_{\parallel} ds$  — продольный адиабатический инвариант. Интеграл вычисляется вдоль линии поля «туда и обратно» между точками отражений;
- $p_{\perp}, p_{\parallel}$  — поперечное и продольное давление плазмы;

$\beta = p_{\perp}/(B^2/8\pi)$  — отношение поперечного давления плазмы к давлению магнитного поля без плазмы.

Идея амбиполярного барьера и термобарьера в амбиполярной ловушке базируется на ряде фундаментальных положений физики плазмы, достаточно хорошо обоснованных на предыдущих этапах исследований удержания плазмы в ловушках с магнитными пробками. Ввиду их важности для понимания принципа амбиполярной ловушки и физической природы явлений, обнаруженных при исследованиях удержания плазмы, целесообразно напомнить некоторые исходные положения.

Характер продольного движения ларморовской орбиты вдоль линий поля определяется потенциалом Юшманова [16]

$$U_{\parallel} = e\varphi(s) + \mu B(s), \quad (1)$$

где  $s$  — координата вдоль силовой линии. Продольная сила, действующая на ларморовскую орбиту,  $F_{\parallel} = -\nabla_{\parallel} U_{\parallel} = -e\nabla_{\parallel} \varphi(s) - \mu\nabla_{\parallel} B(s)$  складывается из двух компонент, электростатической  $eE_{\parallel}$  и магнитной  $-\mu\nabla_{\parallel} B(s)$ . Последняя является средним значением проекции силы Лоренца на силовую линию, проходящую через центр ларморовской окружности. В приближении малого бета пространственное распределение магнитной составляющей потенциала Юшманова не зависит от свойств плазмы. В то же время электростатическая составляющая  $e\varphi(s)$  определяется параметрами плазмы, удовлетворяя принципу квазинейтральности, согласно которому плотности зарядов разного знака, т. е. электронов и ионов, должны быть равны друг другу с большой точностью. Создание необходимого, заранее предписанного распределения электростатического потенциала  $\varphi(s)$  является, как мы увидим ниже, одной из главных проблем разработки амбиполярных ловушек. Обратим внимание на то, что профили потенциала Юшманова для электронов и ионов вдоль одной и той же силовой линии кардинально различны из-за различного знака электростатической составляющей  $e\varphi(s)$ . Более того, для частиц одного и того же знака, но с разными значениями магнитного момента  $\mu$ , профили потенциала Юшманова отличаются не только по своему абсолютному значению, но и по форме. В частности, положение максимумов потенциала Юшманова, совпадающее при достаточно большом  $\mu$  с положением максимумов  $B(s)$ , т. е. с магнитными пробками, при уменьшении  $\mu$  может смещаться, совпадая в пределе  $\mu \rightarrow 0$  с положениями максимумов распределения  $e\varphi(s)$ .

Заряженная частица оказывается запертой в зоне удержания ловушки, если ее полная энергия  $E = mv_{\parallel}^2(s)/2 + e\varphi(s) + \mu B(s)$  не превышает максимумов потенциала Юшманова  $U_{\parallel}(s_m) = e\varphi(s_m) + \mu B(s_m)$ , т. е. при условии

$$mv_{\parallel}^2(s)/2 + e\varphi(s) + \mu B(s) \leq e\varphi(s_m) + \mu B(s_m), \quad (2)$$

где  $s_m$  — положение максимума, вообще говоря зависящее, как отмечалось выше, от знака  $e$  и величины  $\mu$ . Если записать предельное условие удержания (2) для частиц, находящихся в минимуме магнитного поля  $s=0$ , и выразить магнитный момент  $\mu$  через поперечную скорость, то получим уравнение

$$mv_{\perp 0}^2/2 + e\varphi_0 + mv_{\perp 0}^2/2 = e\varphi(s_m) + (mv_{\perp 0}^2/2)(B(s_m)/B_0), \quad (3)$$

определяющее границу области удержания в пространстве скоростей  $v_{\perp 0}, v_{\parallel 0}$ . (Индексом 0 мы отметили значение величин в точке  $s=0$  на силовой линии). Ввиду зависимости  $s_m = s_m(\mu(v_{\perp 0}))$  в общем случае выписать решение уравнения (3) в явном виде не представляется возможным. В частном случае, когда положение максимумов потенциала Юшманова можно считать не зависящим от  $v_{\perp 0}$ , решение имеет вид

$$v_{\perp 0} = \pm \frac{1}{(R-1)^{1/2}} \left\{ v_{\parallel 0}^2 + \frac{2e[\varphi_0 - \varphi(s_m)]}{m} \right\}^{1/2}, \quad (4)$$

где  $R = B(s_m)/B_0$  — пробочное отношение. Видно, что при  $\varphi=0$  это поверхность конуса, называемого конусом потерь, при  $e(\varphi_0 - \varphi(s_m)) < 0$  — поверхность однополостного гипербоиоида и при  $e(\varphi_0 - \varphi(s_m)) > 0$  — поверхность двухполостного гипербоиоида. Поверхность конуса потерь является асимптотической поверхностью обоих гипербоиоидов. Упомянутые поверхности показаны на рис. 1.

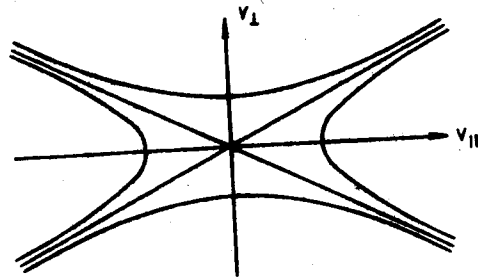


Рис. 1. Сечение конуса и гипербоиоидов потерь плоскостью  $v_{\perp}, v_{\parallel}$  в пространстве скоростей

Если в плазме отсутствует поперечный перенос частиц и отсутствуют потери, обязанные коллективным процессам (нарушение равновесия, неустойчивости), то скорости потерь электронов и ионов определяются кулоновским рассеянием на малые углы и носят диффузионный характер. В общем случае они находятся при решении уравнения Фоккера—Планка. При некоторых упрощениях удастся найти аналитические решения или описать численные решения приближенными выражениями. Некоторые общие заключения можно сделать из сопоставления частот

столкновений ионов и электронов. В частности, из того факта, что отношение частот столкновений электронов  $\nu_{ee}$  и ионов  $\nu_{ii}$  дается соотношением [17]

$$\nu_{ee}/\nu_{ii} \sim (M_i/m_e)^{1/2} (T_i/T_e)^{3/2}, \quad (5)$$

следует, что скорость диффузионных кулоновских потерь электронов при нулевом потенциале плазмы примерно на два порядка превышает скорость потерь ионов. Соответственно, для выравнивания потерь в плазме автоматически установится положительный перепад потенциала от центра ловушки к магнитным пробкам, который установит границу области удержания электронов в пространстве скоростей, снижающую диффузионные потери электронов до скорости потерь ионов. В ловушке с магнитными пробками время удержания электронов оказывается на два порядка больше характерного времени их кулоновского рассеяния. Это приводит к тому, что функция распределения электронов в высокой степени максвеллизирована и изотропна. Из этого обстоятельства вытекает важное следствие, облегчающее качественное изучение распределения электростатического потенциала в открытых магнитных системах. Если известен заранее или измерен профиль плотности плазмы вдоль магнитной силовой линии ловушки, то при изотропной максвелловской функции распределения электронов профиль электростатического потенциала вдоль линии дается распределением Больцмана

$$\varphi(s_2) = \varphi(s_1) + (T_e/e) \ln[n(s_2)/n(s_1)], \quad (6)$$

где  $s_1$  и  $s_2$  — две произвольные координаты вдоль линии поля. Заметим, что продольный профиль потенциала  $\varphi$  явно от профиля магнитного поля  $B(s)$  не зависит (см., например, [18]).

Вернемся к вопросу о продольных потерях частиц. При глубоком записании частиц электростатическим потенциалом Пастухов нашел аналитическое решение задачи о скорости диффузионных потерь [19]

$$\frac{dn_e}{dt} = -\frac{4\pi}{\tau_e \sqrt{\pi}} \cdot \frac{2R_m}{(1+2R) \ln(4R+2)} \cdot \frac{T_e}{[\varphi_0 - \varphi(s_m)]} \times \exp\left[-\frac{e \cdot (\varphi_0 - \varphi(s_m))}{T_e}\right], \quad (7)$$

где

$$\tau_e = \frac{\sqrt{m_e} T_e^{3/2}}{\pi \sqrt{2} e^4 n \lg \Lambda}. \quad (8)$$

Из (7) следует, что время удержания электронов  $\tau_e$  при наличии электростатического барьера по порядку величины в экспоненциальный множитель  $\exp\{e[\varphi_0 - \varphi(s_m)]/T_e\}$  раз больше времени рассеяния  $\tau_e$ . Заметим, что в ловушке с магнитными пробками при рассматриваемой модели только кулоновских потерь  $\exp\{e[\varphi_0 - \varphi(s_m)]/T_e\} \sim 4 \div 5$  и, соответственно,  $(\tau_e/\tau_e) \sim \exp\{e[\varphi_0 - \varphi(s_m)]/T_e\} \sim 50 \div 150$ .

Из рассмотренного выше видно, что для значительного увеличения времени продольного удержания ионов необходимо, чтобы в пространстве скоростей граница области удержания ионов приобрела вид границы области удержания электронов, показанной на рис. 1, при неперенном условии, чтобы граница области удержания электронов сохранилась. Возможно ли это? Как показано в работах [8, 9], это возможно. Для этого профиль плотности плазмы должен иметь максимумы на торцах магнитной системы, показанные на рис. 2. Тогда при потенциале  $\varphi_0$  в среднем сечении ловушки в соответствии с распределением Больцмана установится распределение потенциала

$$\varphi(s) = \varphi_0 + (T_e/e) \ln[n(s)/n_0], \quad (9)$$

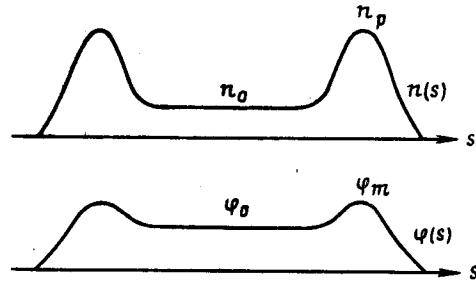


Рис. 2. Распределение плотности плазмы вдоль оси ловушки, обеспечивающее генерацию аксиального профиля потенциала с положительными максимумами потенциала на торцах

уравнивающее общие потери электронов и ионов из ловушки через торцы. Потенциальный барьер  $\Delta\varphi = \varphi_m - \varphi_0$  при условии  $e\Delta\varphi \gg T_i$  увеличит, так же как в случае электронов, согласно формуле Пастухова (7), время удержания ионов в  $\exp[e\Delta\varphi/T_i]$  раз. На этой стадии рассуждения профиль магнитного поля не играет никакой роли. Вопрос о распределении поля  $B(s)$  возникает при обсуждении проблемы, как создать необходимые максимумы плотности плазмы на торцах системы. Авторы работ [8, 9] предложили создать на торцах длинного соленоида дополнительные короткие магнитные ловушки с пробками и удерживать в них ионы с энергией, гораздо большей, чем энергия ионов в плазме длинного соленоида. Для ионов с большей энергией в коротких торцевых ловушках электростатическая составляющая  $e\varphi$  потенциала Юшманова мала по сравнению с магнитной  $\mu B$ , благодаря чему характер движения этих быстрых ионов не определяется распределением электростатического потенциала, т. е. их удержание определяется только магнитными пробками. На рис. 3 показаны продольные профили магнитного поля, плотности ионов в крайних пробкотронах, суммарной плотности плазмы и электростатического потенциала. Заметим, что потен-

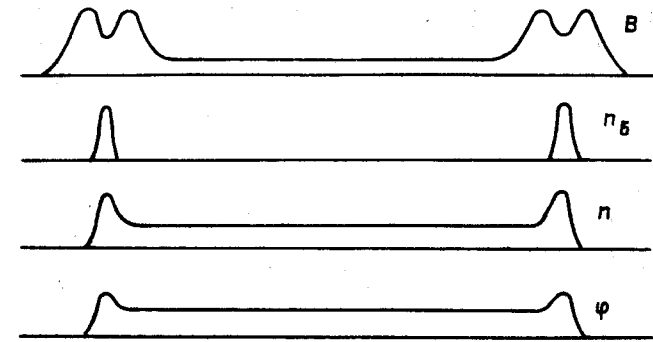


Рис. 3. Распределение вдоль оси амбиполяриной ловушки модуля магнитного поля  $B$ , плотности быстрых ионов  $n_b$  в барьерных ловушках, полной плотности плазмы  $n$  и электростатического потенциала  $\varphi$

циал Юшманова для ионов в длинном соленоиде практически совпадает с профилем электростатического потенциала, для ионов в крайних катушках — с профилем магнитного поля, а профиль потенциала Юшманова для электронов совпадает с перевернутым профилем электростатического потенциала. Для наглядности названные потенциалы Юшманова показаны качественно на рис. 4. Подчеркнем, что рассмотренная модель амбиполяриной ловушки с плазмой крайне идеализирована, в ней не учтены возможные отклонения от изотропии функции распределения ионов в длинном соленоиде, характеристики поперечного усредненного дрейфа плазмы, влияние средств нагрева электронной и ионной компонент плазмы, что значительно усложняет механизм установления самосогласованного распределения потенциала.

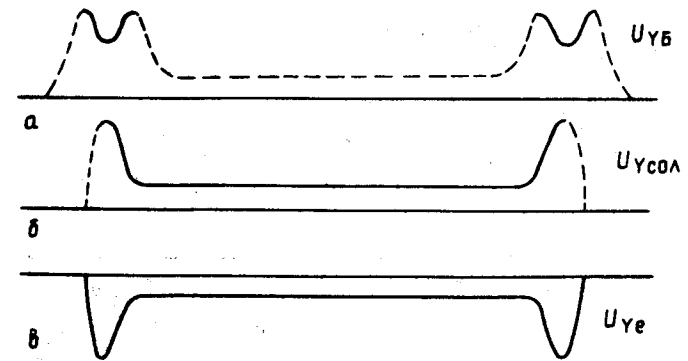


Рис. 4а, б, в. Потенциалы Юшманова (а) быстрых ионов в барьерных ловушках, (б) ионов центральной ловушки и (в) электронов



Вскоре после публикации в работах [8, 9] рассмотренного варианта амбиполярной ловушки был предложен усовершенствованный вариант ловушки с термобарьером [10]. Предлагалось между длинным соленоидом с основной удерживаемой плазмой и областью, где формируется максимум положительного потенциального барьера, образовать значительное понижение электростатического потенциала, которое на профиле потенциала Юшманова для электронов (рис. 4в) создало бы эффективные барьеры, разделяющие область движения электронов в длинном соленоиде и потенциальных барьерных ячейках (рис. 5). При этом затрудненный энергообмен между популяциями электронов в длинном соленоиде и концевых ячейках (области 1 и 2 на рис. 5) позволит поддерживать за счет дополнительного нагрева температуру электронов в амбиполярном барьере на более высоком уровне, чем в длинном соленоиде [20, 21]. Это, в свою очередь, дает возможность поддерживать необходимый высокий положительный потенциал амбиполярного барьера, пропорциональный температуре электронов, при плотности плазмы в амбиполярном барьере даже ниже, чем плотность плазмы в длинном соленоиде. Среди различных способов создания термобарьера, по-видимому, наиболее продуктивный, реально использовавшийся в экспериментальных установках, — это создание удерживаемой магнитным полем популяции сильно перегретых электронов с анизотропной функцией распределения и плотностью, сравнимой с плотностью плазмы. Условие квазинейтральности плазмы приводит к автоматической генерации провала электростатического потенциала, препятствующего попаданию электронов из плазмы в область, занятую перегретыми электронами, что и означает генерацию термобарьера. Термобарьер является в то же время электростатической ловушкой для ионов, поэтому для стационарного поддержания термобарьера необходимо предусматривать его очистку от захваченных ионов. Предложены и частично реализованы разные методы очистки, но им в экспериментах много внимания не уделялось, поскольку на текущей стадии исследований оказалось достаточным довольствоваться его существованием в течение времени порядка времени заполнения барьера ионами после его генерации.

Мы рассмотрели группу проблем, связанных с «продольной» физикой амбиполярной ловушки, включая способ генерации положительных амбиполярных барьеров и термобарьеров. Получи-

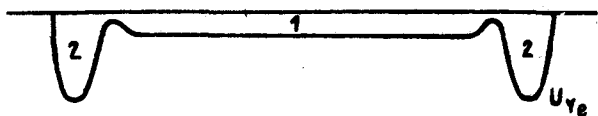


Рис. 5. Потенциал Юшманова для электронов в амбиполярной ловушке с термобарьерами

ли представление о продольных профилях плотности различных компонент плазмы. Рассмотрим теперь «поперечную» физику, т. е. другую группу проблем, связанную с азимутальной структурой конфигурации амбиполярной ловушки и поперечными дрейфами.

Условие макроскопической устойчивости плазмы требует, чтобы взвешенный по длине силовой линии с учетом распределения плотности средний радиус кривизны силовой линии был направлен наружу. Этот так называемый принцип среднего минимума  $B$  заменяет принцип минимума  $B$  в пробочной ловушке с магнитной ямой. Точное выражение, определяющее пределы макроскопической устойчивости, дается часто используемой формулой Крускала—Обермана [22], а вытекающее из нее оценочное условие устойчивости имеет вид

$$(\beta_{ц.с.}/L_{ц.с.}) < (\beta_{я}/L_{я}), \quad (10)$$

где индекс «ц. с.» относится к центральному соленоиду, «я» — к концевым ловушкам, называемым якорями в контексте МГД-стабилизации,  $\beta$  — отношение кинетического давления плазмы к давлению вакуумного магнитного поля,  $L$  — характерная длина удвоения поля вдоль силовой линии. Предполагается, что в концевой ячейке, являющейся МГД-якорем, средний радиус кривизны линий поля направлен наружу, а в длинном соленоиде — в сторону оси. В настоящее время обсуждаются варианты МГД-якорей аксиально-симметричного типа [23, 24, 25], но в предложенных вариантах амбиполярных ловушек [8, 9, 10] и сооруженных экспериментальных установок в качестве МГД-якорей использовались ловушки квадрупольного типа с минимумом  $B$  (рис. 6). В таких системах нарушена аксиальная симметрия магнитной конфигурации. Последствия этого весьма серьезны и, как теперь видно, не в полной мере учитывались при формировании осуществленных экспериментальных программ. Еще Нортропом было показано [26], что в общем случае через одну силовую линию магнитной ловушки проходит бесконечное множество дрейфовых поверхностей, задаваемых условием сохранения продольного адиабатического варианта

$$J = \oint m v_{\parallel} ds = \text{const},$$

причем параметром этих поверхностей является отношение магнитного момента к энергии частицы  $\mu/e$ , или расстояние между точками отражений ларморовской орбиты, удерживаемой в ловушке. Тем самым в общем случае дрейфовые поверхности не образуют вложенного семейства поверхностей. Холл и Макнамара назвали такие конфигурации неомнигенными [27], в отличие от омнигенных, или вложенных, где дрейфовые поверхности образуют вложенное семейство поверхностей. В работах [28, 29] показано, что нарушение свойства вложенности является следствием не нарушения аксиальной симметрии как таковой, а на-

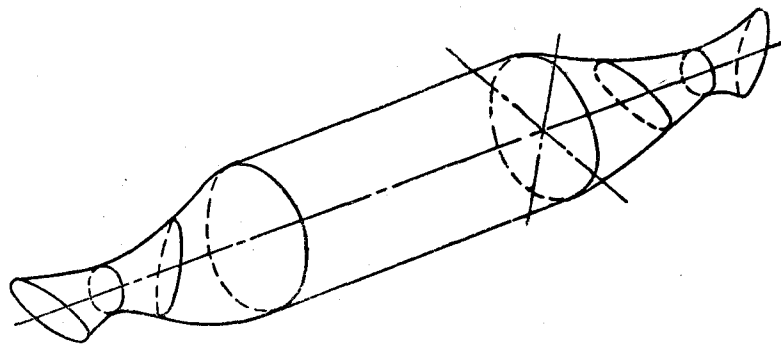


Рис. 6. Магнитная конфигурация амбилярной ловушки с квадрупольной симметрией

рушения ортогональности геометрии поля. Там же найдено условие ортогональности в общем виде и алгоритм конструирования поля с ортогональной геометрией в первом порядке разложения скалярного магнитного потенциала по радиусу около оси ловушки. Условие ортогональности геометрии поля, называемое также условием «локальной омнигенности» или «локальной вложенности», получено разными методами в работах [30, 31, 32, 33]. Рассмотрим существо этого структурного свойства магнитного поля на примере ловушки квадрупольного типа с минимумом  $B$ . В такой ловушке всегда можно провести поверхность, образованную множеством точек, лежащих в минимуме  $B$  на магнитных силовых линиях. В общем случае эта поверхность не плоская. Поскольку магнитное поле в квадрупольной ловушке с магнитной ямой монотонно растет к периферии, на поверхности минимумов  $B$  всегда можно построить непересекающиеся контуры  $B = \text{const}$ , охватывающие ось ловушки. Совокупность всех силовых линий, проходящих через какой-нибудь из контуров, образует квазицилиндрическую поверхность, охватывающую ось ловушки, которую назовем магнитной поверхностью ловушки. По способу построения магнитные поверхности, проведенные через другие контуры  $B = \text{const}$ , образуют вложенное непересекающееся семейство поверхностей. Рассмотрим одну из таких поверхностей и контур  $B_0 = \text{const}$ , на котором магнитное поле на поверхности достигает минимума. Ввиду монотонного роста поля на силовых линиях, уходящих в сторону пробок, мы всегда можем построить на поверхности семейство контуров  $B = \text{const}$  с  $B > B_0$ . Заметим, что эти контуры являются в то же время линиями пересечения магнитной поверхности с поверхностями  $B = \text{const}$  магнитной ловушки. Контуры  $B = \text{const}$  и силовые линии на магнитной поверхности образуют некоторую систему координат (рис. 7). По выполненному построению видно, что она является однозначной — задается только полем единичных век-

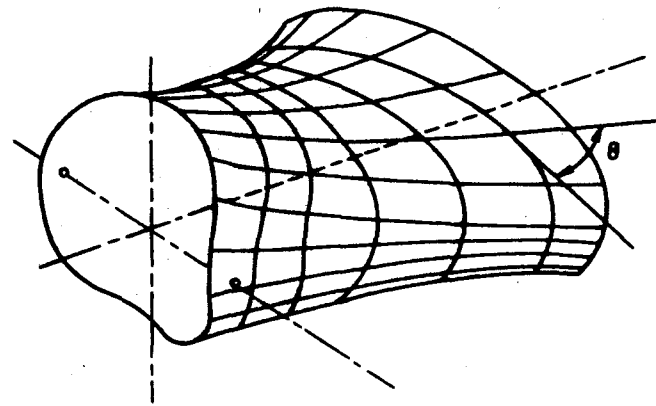


Рис. 7. Магнитная поверхность одной половины одиночной пробочной ловушки с магнитной ямой, с координатной сеткой, образованной линиями поля и контурами  $B = \text{const}$ .  $\theta$  — угол между координатными линиями

торов силовых линий  $\mathbf{b}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}(\mathbf{r})/B(\mathbf{r})$  и распределением модуля поля  $B(\mathbf{r})$ . Иными словами, это — физически выделенная система координат, для определения которой нет необходимости обращаться к особенностям движения заряженных частиц. Можно показать (здесь мы этого делать не будем, отсылая читателей к работе [29]), что если координатная сетка на магнитной поверхности ортогональна, то радиус кривизны силовых линий на магнитной поверхности в любой ее точке нормален к этой поверхности. В противном случае, когда линии  $B = \text{const}$  и линии поля взаимно не ортогональны, радиус кривизны или вектор кривизны не перпендикулярен к поверхности и, соответственно, его составляющая, касательная к магнитной поверхности, так называемая геодезическая кривизна, не равна нулю. В первом случае геометрию магнитного поля назовем ортогональной, а во втором — неортогональной.

Как известно, направление магнитного поперечного дрейфа ларморовских орбит в вакуумном магнитном поле совпадает с направлением векторного произведения  $[\mathbf{B}, \mathbf{k}]$ , где  $\mathbf{k}$  — вектор кривизны силовой линии. В магнитном поле с ортогональной геометрией, в соответствии со сказанным выше, это направление касательно к магнитной поверхности, а в поле с неортогональной геометрией — пересекает ее.

Таким образом, в ловушке с ортогональной геометрией поля ларморовская орбита, совершающая периодическое движение вдоль линий поля между точками отражений и дрейфующая поперек поля по касательной к магнитной поверхности, никогда не покидает последнюю. Поскольку сказанное справедливо на любой магнитной поверхности, дрейфовые поверхности ларморовских орбит, совпадающие с магнитными поверхностями, обра-

зуют вложенное семейство поверхностей, т. е. магнитная конфигурация с ортогональной геометрией поля по терминологии Холла—Макнамары [27] омнигенная. В ловушке с неортогональной геометрией поля имеется составляющая поперечного дрейфа, нормальная к магнитной поверхности, т. е. ларморовская орбита обязательно перемещается с одной магнитной поверхности на другую. Из условий квадрупольной симметрии ловушки следует, что направления этого дрейфа по нормали к магнитной поверхности в двух половинах ловушки, разделенных медианной поверхностью, противоположны по знаку. По этой причине дрейфы по нормали за период продольного движения между точками отражений в основном взаимно компенсируются. Однако ввиду отсутствия симметрии силовой линии относительно точки с минимумом  $B$  на ней, указанная компенсация не осуществляется полностью. Остаточные смещения в последовательных периодах продольного движения накапливаются, что приводит к нарастающему смещению ларморовской орбиты относительно начальной магнитной поверхности. По мере смещения ларморовской орбиты по азимуту ловушки в результате усредненного поперечного дрейфа остаточные накапливающиеся смещения по нормали меняют знак, и ларморовская орбита возвращается на начальную магнитную поверхность. Используя только соображения симметрии, нетрудно убедиться, что за один период азимутального дрейфа вокруг оси ловушки с квадрупольной симметрией ларморовская орбита совершает четыре периода колебаний около начальной магнитной поверхности. Частица с нулевой продольной скоростью  $v_{\parallel 0} = 0$  и конечной поперечной  $v_{\perp 0} \neq 0$ , помещенная в минимум  $B$  на силовой линии, дрейфует по азимуту, но не покидает магнитной поверхности. Последнее можно показать, например, следующим образом. Из того, что при  $v_{\parallel 0} = 0$  поперечная скорость  $v_{\perp 0}$  равна полной скорости  $v$ , магнитный момент записывается в виде  $\mu = mv_{\perp 0}^2/2B_0 = mv^2/2B_0 = \epsilon/B_0$ , где  $\epsilon = mv^2/2 = \text{const}$  — энергия частицы. Но из сохранения магнитного момента  $\mu = mv^2/2B_0 = \text{const}$ , являющегося адиабатическим инвариантом, и сохранения энергии  $\epsilon = mv^2/2 = \text{const}$  следует, что на траектории дрейфа поля  $B_0 = \text{const}$ , а, как мы помним, контур  $B_0 = \text{const}$ , по построению, принадлежит магнитной поверхности.

Из качественных соображений, приведенных выше, мы увидели, что за период продольного движения между точками отражений ларморовская орбита совершает один цикл знакопеременных смещений относительно магнитной поверхности, а неточная компенсация этих смещений приводит к глобальным смещениям ларморовской орбиты относительно магнитной поверхности, частота которых равна учетверенной частоте усредненного дрейфа по азимуту. Сказанное можно интерпретировать как расщепление дрейфовой поверхности и асимптотическое приближе-

ние дрейфовой поверхности к магнитной при  $v_{\parallel} \rightarrow 0$ . Качественно поперечное сечение дрейфовых поверхностей частиц с  $v_{\parallel} = 0$  и  $v_{\parallel} \neq 0$  в ловушке с неортогональной геометрией поля показано на рис. 8. Заметим, что расщепление дрейфовой поверхности в открытой магнитной ловушке с неортогональной геометрией поля эквивалентно образованию траекторий типа банана, присущих запертым частицам в токамаках, а глобальные смещения дрейфовых поверхностей относительно магнитных эквивалентны супербанановым траекториям запертых частиц в стеллараторах.

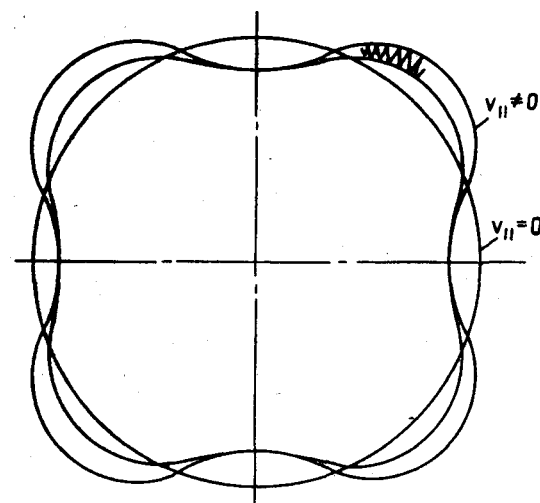


Рис. 8. Сечение дрейфовой поверхности заряженных частиц с продольной скоростью  $v_{\parallel} = 0$  и расщепленной дрейфовой поверхности частиц с  $v_{\parallel} \neq 0$

Следствием расщепления дрейфовых поверхностей и их деформации, зависящей от расстояния между точками отражений, являются генерация продольных токов при конечном  $\beta$  [34] и повышенный неоклассический поперечный перенос плазмы [35, 36], аналогичный неоклассическому поперечному переносу в тороидальных системах [37]. Качественно генерацию продольного тока можно проследить на примере плазмы с прямоугольным, резко обрывающимся профилем давления. Ввиду расщепления дрейфовой поверхности на поверхности такой плазмы окажутся ионы только с одним или другим направлением продольной скорости. Электроны, обладающие противоположным по отношению к ионам знаком магнитного дрейфа и, соответственно, противоположным знаком расщепления дрейфовых поверхностей, в тех же точках поверхности плазмы будут иметь продольную скорость, противоположную продольной скорости



ионов. В результате этого на поверхности плазмы возникает продольный ток. Знаки продольного тока будут чередоваться от одного сектора ловушки с квадрупольной симметрией к другому. В условиях МГД равновесия указанные токи замыкаются внутри плазмы, перетекая из одного сектора ловушки, образованного плоскостями зеркальной симметрии, в соседний [34]. Рассмотренный механизм возникновения продольного тока сохранится и в плазме с конечным поперечным градиентом давления. Нежелательное воздействие продольных токов состоит в генерации поперечной радиальной составляющей магнитного поля, которая в длинном центральном соленоиде выводит магнитную силовую линию на стенку камеры, что приводит к разрушению магнитной конфигурации, удерживающей плазму.

Происхождение увеличенного неоклассического поперечного переноса плазмы в амбиполярной ловушке, обязанное увеличению характерного поперечного шага диффузии, качественно не отличается от случая тороидальной ловушки. В амбиполярных ловушках неоклассический поперечный перенос становится существенным потому, что ставится задача получить с помощью положительных амбиполярных барьеров время удержания ионов, существенно превышающее характерное время кулоновского рассеяния ионов на большой угол. Среди различных вариантов механизма неоклассического поперечного переноса в амбиполярных ловушках наиболее опасным является так называемый резонансный. Он реализуется при наличии радиального электростатического поля (трудно устранимого при создании потенциального барьера и термобарьера), вызывающего азимутальный дрейф плазмы. Если азимутальный  $E \times B$  дрейф за время одного пролета между точками отражения становится  $\sim \pi/2$ , то последовательные смещения ионов по нормали к магнитной поверхности, которые были ответственны за расщепление дрейфовых поверхностей, взаимно не компенсируются, а складываются. В этих условиях радиальные смещения и, соответственно, радиальный шаг диффузии становятся гораздо больше рассмотренных ранее, а поперечный перенос становится большим.

Еще один нежелательный эффект, являющийся следствием нарушения ортогональности геометрии поля в амбиполярных ловушках, связан с характером дрейфовых траекторий ионов и электронов при наличии стационарных электрических полей в плазме [29]. Как известно, направление  $E \times B$  дрейфа не зависит от знака заряда, в то время как направление поперечного  $B \times \nabla B$  дрейфа зависит от него. В аксиально-симметричных ловушках появление  $E \times B$  дрейфа при наличии радиального стационарного электрического поля по условиям симметрии не искажает формы дрейфовых поверхностей и само по себе не приводит к разделению зарядов разного знака. В ловушке с неортогональной геометрией магнитного поля, где без электрического

поля усредненные деформированные поверхности дрейфа электронов и ионов, имеющих одинаковые точки отражения, совпадают, наложение электрического поля приводит к дополнительной деформации дрейфовых поверхностей, но, по причине, указанной выше, различной для ионов и электронов. Существенным обстоятельством является то, что ни при каком распределении электростатического потенциала  $\phi(r)$  не удастся сделать дрейфовые поверхности совпадающими. Это пространственное разделение дрейфовых поверхностей частиц с разным знаком заряда может сопровождаться макроскопически значимым разделением объемных зарядов частиц разного знака и, соответственно, возникновением электрических полей неамбиполярного происхождения, естественный механизм ограничения которых не ясен. Детальное изучение этого эффекта до настоящего времени не проводилось.

Совокупность наиболее существенных, перечисленных выше, нежелательных с точки зрения обеспечения длительного удержания плазмы процессов показывает, что нарушение ортогональности геометрии поля амбиполярной ловушки может иметь весьма негативные последствия. К сожалению, в реализованных, вообще говоря немногочисленных, экспериментальных установках вопросу создания магнитной конфигурации с ортогональной геометрией магнитного поля не уделено должного внимания, в результате чего все имеющиеся экспериментальные данные об удержании плазмы при наличии амбиполярных барьеров получены в магнитных конфигурациях с неортогональной геометрией поля, хотя степень нарушения ортогональности поля была различной.

Как уже упоминалось ранее, в ряде работ [28—33] получены уравнения, позволяющие для заданного на оси распределения продольного магнитного поля  $B(z)$  найти зависимость квадрупольной составляющей от  $z$ , обеспечивающей получение магнитной конфигурации, обладающей ортогональной геометрией магнитного поля в первом порядке разложения скалярного магнитного потенциала по радиусу. Возможность нахождения таких решений в следующем и более высоких порядках остается не выясненной. С практической точки зрения поиск более точных решений, по-видимому, несущественен, поскольку остаточные эффекты нарушения ортогональности геометрии, как показывают численные расчеты, крайне незначительны (в типичных случаях наибольшее расщепление дрейфовых поверхностей не превышает одной десятой ларморовского радиуса). Общий характер найденных решений сводится к тому, что в ловушках с квадрупольной симметрией создание ортогональной геометрии поля требует наличия не равной нулю поперечной квадрупольной составляющей в среднем сечении амбиполярной ловушки, которая, оставаясь не равной нулю, монотонно изменяется при смещении в сторону торцов. Такая конфигурация не является неосуществимой, но

поперечное сечение области удержания в такой длинной центральной ячейке амбиполярной ловушки зависит от  $z$ , что с инженерной точки зрения крайне нежелательно.

В работе [38] вместо поиска конфигурации с ортогональной геометрией поля ставилась задача поиска магнитной конфигурации с минимальным отклонением усредненной по длине амбиполярной ловушки геодезической кривизны силовых линий от нуля. Было показано, что численное решение задачи позволяет найти инженерно приемлемую магнитную конфигурацию со средним значением геодезической кривизны, в десятки раз меньшим, чем на реально сконструированных экспериментальных амбиполярных ловушках. Без дополнительных исследований физическая значимость указанного подхода остается сомнительной, поскольку локальные значения геодезической кривизны остаются гораздо больше средней, и, соответственно, заряженные частицы плазмы, двигающиеся в ограниченной области вдоль силовых линий, по-прежнему, имеют большие дрейфы по нормали с вытекающими нежелательными последствиями.

В работе [39] показано, что удовлетворительное с практической точки зрения аналитическое решение задачи о поиске магнитной конфигурации амбиполярной ловушки с ортогональной геометрией магнитного поля можно получить при отказе от квадрупольной геометрии амбиполярной ловушки в целом. Исследовалась магнитная конфигурация, по типу совпадающая с конфигурацией амбиполярной ловушки GAMMA-6 [40]. Особенностью этой ловушки, отличающей ее от всех последующих экспериментальных установок, была зеркальная симметрия магнитного поля относительно среднего поперечного сечения центрального соленоида (рис. 9). В GAMMA-6 плоскости верев расходившихся силовых линий на торцах длинного соленоида совпа-

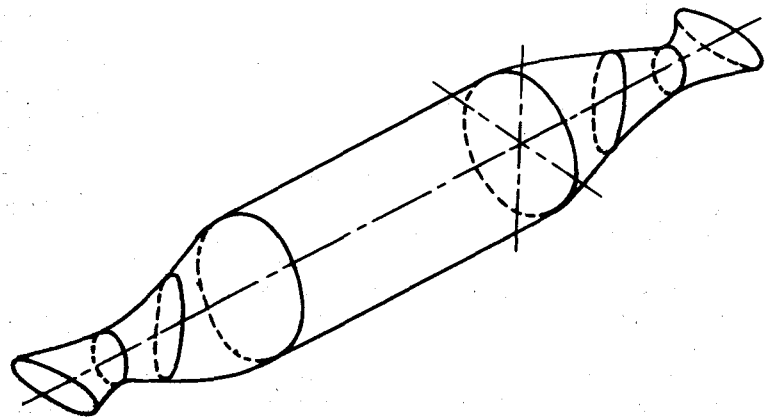


Рис. 9. Аксиально-несимметричная магнитная конфигурация, обладающая свойством зеркальной симметрии относительно медианного сечения

дали, тогда как в стандартной амбиполярной ловушке они взаимно перпендикулярны. Крупный недостаток такой магнитной конфигурации при неортогональной геометрии магнитного поля состоит в том, что последовательные смещения по нормали в каждом полупериоде движения частицы между точками отражений не компенсируются, а складываются, что приводит к исключительно сильной деформации дрейфовой поверхности. Если же геометрия магнитного поля ортогональна, то смещения отсутствуют и дрейфовые поверхности обладают свойством вложенности. Существенное преимущество такой ловушки с зеркальной симметрией состоит в том, что, как показано в [39], осуществление ортогональной геометрии поля допускает обращение в ноль квадрупольной составляющей в плоскости зеркальной симметрии, нормальной к оси. В свою очередь, это позволяет конструировать длинный центральный соленоид со значительным участком однородного поля, что приемлемо с инженерной точки зрения.

Важным вопросом для оценки практических перспектив амбиполярных ловушек с ортогональной геометрией магнитного поля является сохранение ортогональности геометрии поля при конечном бета. Детальное рассмотрение этой задачи было предпринято в работе [41], где методом Грета—Шафранова [42] изучалось равновесие плазмы в аксиально-несимметричной ловушке, вакуумное поле которой обладает ортогональной геометрией. В результате проведенного анализа показано, что в приближении  $\beta < R/L$ , где  $R$  — радиус плазмы и  $L$  — характерная длина удвоения магнитного поля, вложенность дрейфовых поверхностей заряженных частиц плазмы сохраняется. В другой работе [43], где рассматривалось равновесие плазмы с модельным прямоугольным радиальным профилем давления, получен иной результат, отличающийся от упомянутого выше, а именно, показано, что ортогональность геометрии поля при конечном бета нарушается. Причина взаимного несогласия этих результатов требует дополнительного выяснения.

Как и для любого энергетического реактора с удержанием плазмы, одной из наиболее критических проблем для амбиполярных ловушек является проблема устойчивости плазмы. Помимо обычного вопроса о повышенном уровне потерь заряженных частиц и энергии из плазмы при развитии неустойчивостей, негативно влияющих на энергетический баланс термоядерной плазмы, в случае амбиполярных ловушек возникает еще один аспект проблемы повышенных потерь, связанный с формированием профиля электростатического потенциала. Как мы видели выше, формирование потенциальных барьеров определялось условиями амбиполярного выравнивания кулоновских потерь электронов и ионов вдоль магнитного поля. При появлении в плазме переменных электромагнитных полей в результате развития неустойчивостей возникают дополнительные пере-

носы поперек магнитного поля [44, 45] или деформации функций распределения частиц в пространстве скоростей. И то и другое даже при незначительном глобальном уменьшении времени удержания частиц в ловушке может кардинально изменить уровень и профиль потенциала плазмы, как это наблюдалось, например, экспериментально на установке ЮГРА-ЗБ [45]. Такие неконтролируемые воздействия неустойчивостей на профиль электростатического потенциала в амбиполярной ловушке могут иметь в высшей степени нежелательные последствия.

Мы уже затрагивали выше вопрос об обеспечении макроскопической МГД-неустойчивости в амбиполярных системах. Как было видно, МГД-устойчивость желобкового типа гарантируется созданием среднего минимума  $B$  в целом по всей ловушке путем включения в ее состав МГД-якорей — магнитных ячеек с минимумом  $B$ . Экспериментально изучавшиеся амбиполярные ловушки имели в своем составе МГД-якори в виде квадрупольных ячеек с магнитной ямой. Наблюдавшийся повышенный поперечный перенос, связывающийся с нарушением аксиальной симметрии магнитных конфигураций, стимулировал проработку вариантов аксиально-симметричных МГД-якорей. Варианты установок с якорями такого типа предложены [46, 47], но экспериментально до настоящего времени не изучались.

В длинных магнитных ловушках, каковыми являются амбиполярные, возможно развитие баллонной МГД-неустойчивости при превышении некоторого конечного уровня бета (отношение кинетического и магнитного давлений). Численные расчеты, проведенные для некоторых конкретных систем [48], показывают, что критические бета могут достигать  $0,5 \div 0,7$ , что удовлетворительно с практической точки зрения.

Наибольшее беспокойство представляют различные неустойчивости кинетического типа, обязанные анизотропии функций распределения частиц и поперечному градиенту плазмы. На достигнутом уровне теоретических представлений и полученных экспериментальных данных можно заключить, что наибольшую опасность представляют конусные и ионно-циклотронная альфвеновская неустойчивости, обязанные анизотропии функции распределения ионов в концевых ячейках с амбиполярными барьерами; неустойчивость на запертых частицах, способная развиваться при удержании в амбиполярной ловушке достаточно большой группы частиц, не проникающей в ячейки с магнитной ямой; неустойчивости встречных потоков в области термобарьеров; дрейфовые неустойчивости плазмы в длинном центральном соленоиде амбиполярной ловушки, обязанные поперечному градиенту давления плазмы; неустойчивость анизотропного распределения перегретых электронов в термобарьере.

По всей совокупности упомянутых неустойчивостей имеется обширная литература, отражающая результаты теоретических

и во многих случаях экспериментальных исследований, детальное обсуждение которых очевидным образом выходит за пределы данного обзора. Общую ситуацию можно было бы резюмировать следующим образом. По каждому типу упомянутых неустойчивостей теоретические исследования дали достаточно ясное представление о механизме и условиях их развития. Один из типов конусной неустойчивости, а именно, дрейфово-конусная ионно-циклотронная, наблюдалась экспериментально [4], и был разработан метод ее подавления [5]. Экспериментально наблюдалась альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость и показано, что порог ее развития может быть сдвинут в область больших бета, превышающих необходимые при реализации энергетического реактора. Экспериментально наблюдался небольшой уровень неустойчивых колебаний анизотропно перегретых электронов, который не приводил к практически значимым потерям. Развитие неустойчивостей запертых частиц и встречных потоков ионов в термобарьерах экспериментально обнаружить не удавалось, хотя условия их раскочки согласно упрощенным теоретическим моделям обеспечивались. Сделанные краткие замечания показывают, что до настоящего времени кинетические неустойчивости не проявили себя в качестве фактора, ограничивающего удержание плазмы. В то же время нельзя полностью исключить роль неустойчивостей в разрушении амбиполярного удержания, наблюдавшегося при попытках увеличить энергосодержание плазмы в амбиполярной ловушке ТМХ-У, механизм которого остался не понятым. Ниже при рассмотрении результатов экспериментальных исследований амбиполярных ловушек мы еще раз вернемся к обсуждению кинетических неустойчивостей.

В заключение данного раздела затронем вопрос об энергетическом балансе термоядерной плазмы в амбиполярных ловушках. Обобщающим параметром энергетического баланса является отношение ядерного энерговыделения к энергии, вводимой в плазму, обозначаемое обычно символом  $Q$ . В ловушках с магнитными пробками малое время удержания плазмы, имеющее порядок времени кулоновского рассеяния на большой угол, не позволяет рассчитывать на получение  $Q > 1$ , что экономически не приемлемо. В амбиполярной ловушке по-прежнему велики энергозатраты на поддержание плазмы в концевых барьерных ячейках, но энерговыделение за счет термоядерного синтеза в плазме центрального соленоида в десятки раз превышает энерговыделение ловушек с магнитными пробками при относительно небольшом увеличении затрат мощности, что позволяет согласно расчетам поднять  $Q$  до  $5 \div 10$ . При таком  $Q$  производство энергии становится экономически оправданным. В амбиполярной ловушке, как и в токамаке, согласно расчетам в принципе достигается режим самоподдерживающегося горения плазмы в центральном соленоиде [49], но  $Q$  не становится



равным бесконечности, поскольку в режиме самоподдерживающегося синтеза сохраняются затраты энергии на поддержание плазмы в торцевых барьерных ячейках.

На этом мы завершим обсуждение общих принципов амбиоплярных ловушек и перейдем к рассмотрению результатов экспериментальных исследований.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В АМБИПОЛЯРНЫХ ЛОВУШКАХ

Условно можно выделить два поколения экспериментальных амбиоплярных ловушек: первое, на котором проверялись основные принципы, — формирование амбиоплярного барьера и увеличение продольного удержания, и второе поколение, в котором предусматривалось создание термобарьера и были приняты меры увеличения энергосодержания плазмы путем интенсивного использования методов дополнительного нагрева, главным образом ионного и электронного циклотронного резонансного нагрева.

К числу установок первого поколения можно отнести амбиоплярные ловушки ГАММА-6 в университете Тцукуба (Япония) [40], ТМХ в Ливерморской национальной лаборатории (США) [50], АМБАЛ в Институте физики в Новосибирске (СССР) [51], РНАЕДРУС в Медисонском университете (США) [52], схемы которых показаны на рис. 10, 11, 12, 13 (а, б).

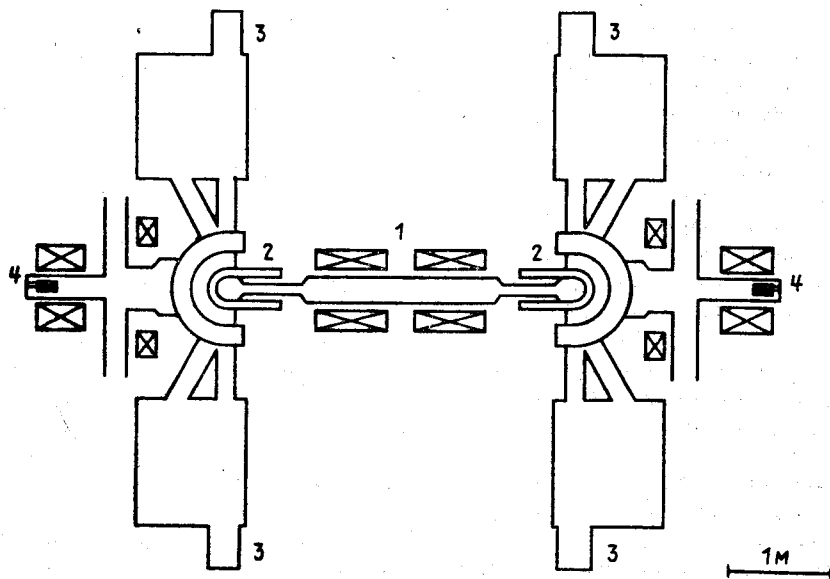


Рис. 10. Схема амбиоплярной ловушки ГАММА-6

1 — центральный соленоид, 2 — торцевые ловушки типа «Йинг-янг», 3 — инжекторы быстрых атомов, 4 — плазменные пушки

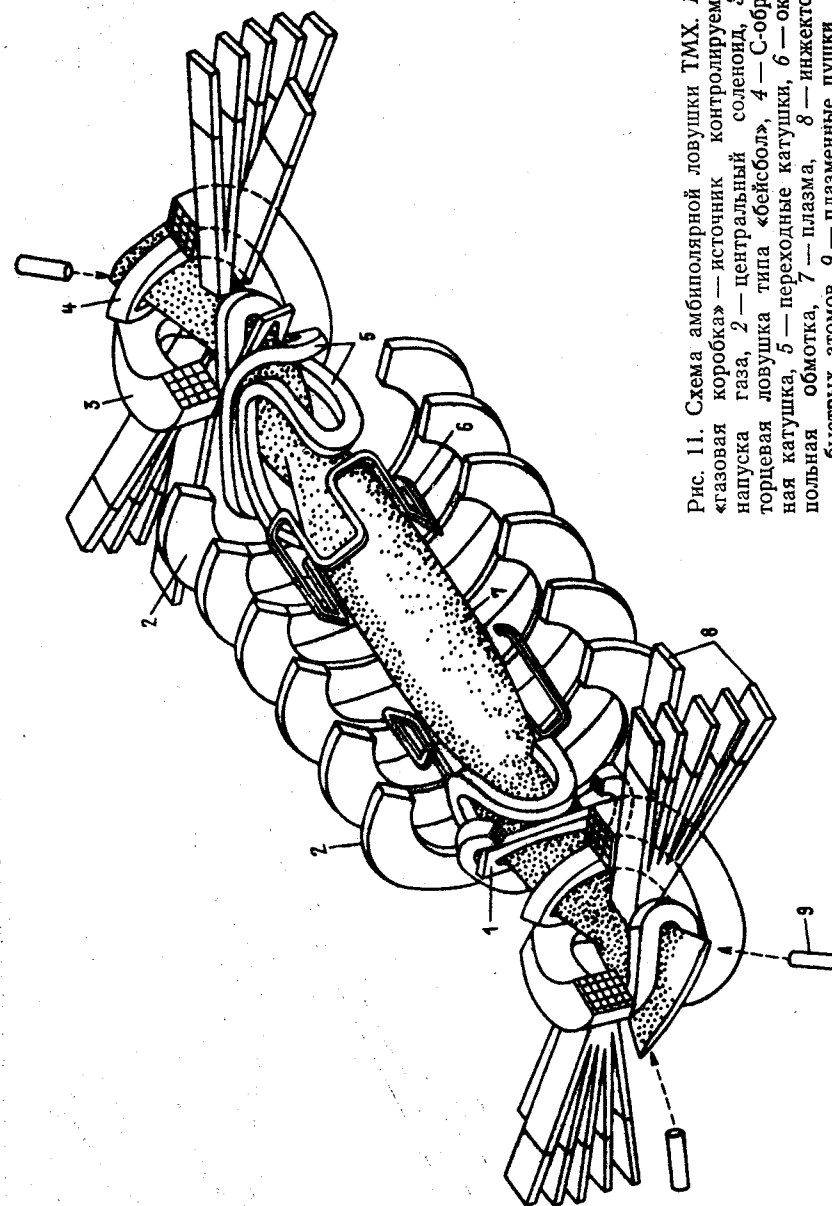


Рис. 11. Схема амбиоплярной ловушки ТМХ. 1 — газовая «коробка» — источник контролируемого газа, 2 — центральный соленоид, 3 — торцевая ловушка типа «бейсбол», 4 — С-образная катушка, 5 — переходные катушки, 6 — оккупольная обмотка, 7 — плазма, 8 — инжекторы быстрых атомов, 9 — плазменные пушки

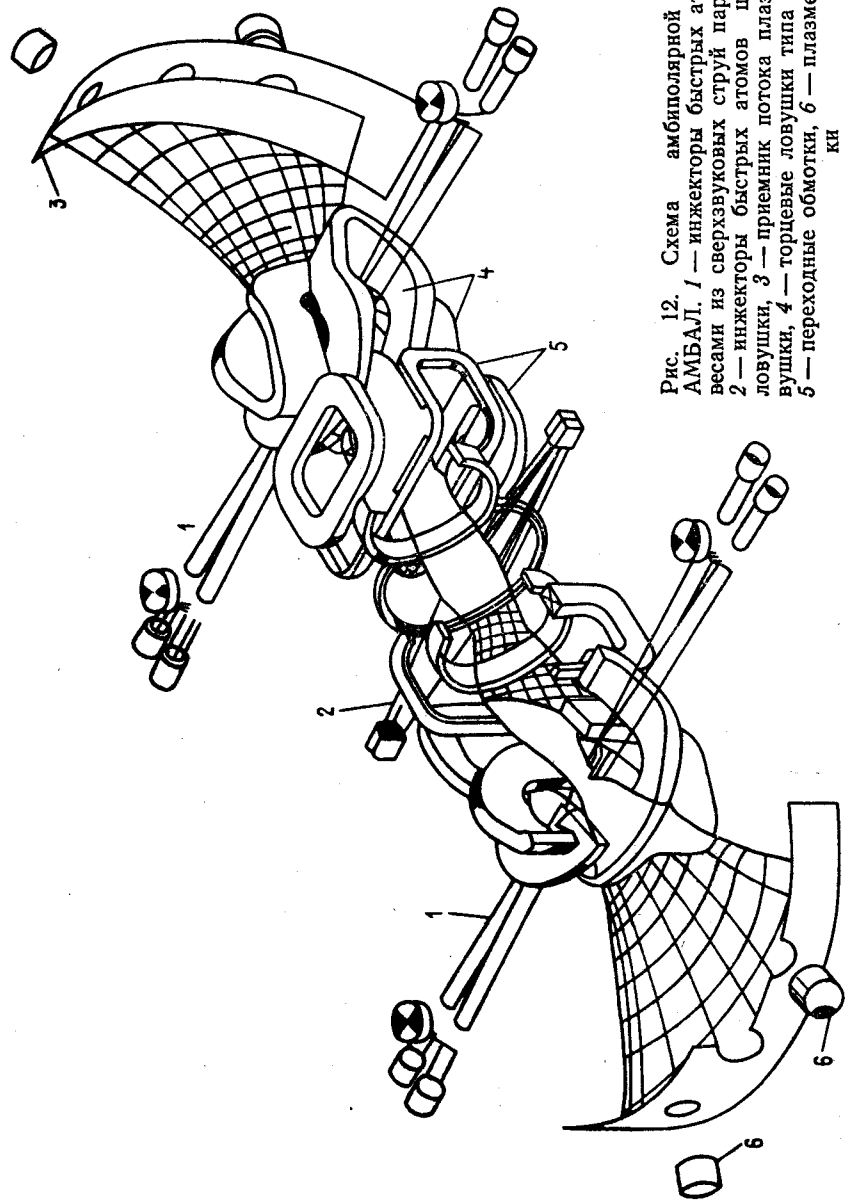


Рис. 12. Схема амбилярной ловушки АМБАЛ. 1 — инжекторы быстрых атомов с за-  
весаами из сверхзвуковых струй паров магния, 2 — инжекторы быстрых атомов центральной ловушки, 3 — приемник потока плазмы из ловушки, 4 — торцевые ловушки типа «кинг-янг», 5 — переходные обмотки, 6 — плазменные пуш-  
ки

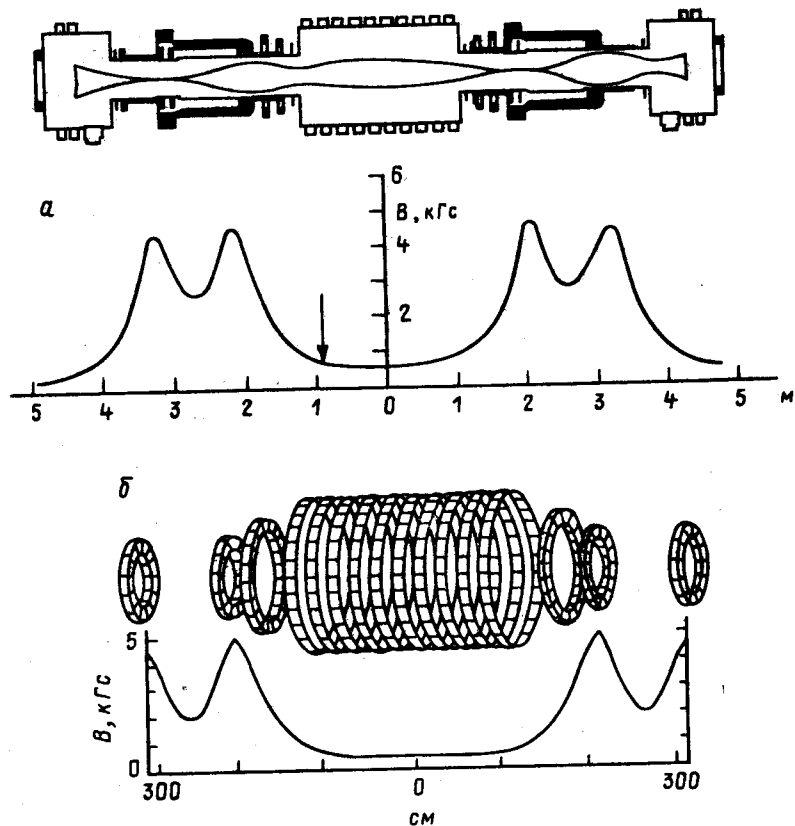


Рис. 13а, б. Схемы двух модификаций амбилярной ловушки PHAEDRUS (а) аксиально-несимметричной с квадрупольными ярками и (б) аксиально-симметричной магнитной системой

В число амбилярных ловушек второго поколения с термобарьерами входят ТМХ-У в Ливерморской национальной лаборатории (США) [53, 54], ГАММА-10 в университете Тцукуба (Япония) [55] и ТАРА в Массачусетском технологическом институте (США) [56]. Несколько особняком стоит большая амбилярная ловушка MFTF-B [57], сооруженная в Ливерморской лаборатории США. На ней планировались исследования удержания плазмы с термоядерными параметрами, но финансовые ограничения прервали работы после завершения монтажа практически всего оборудования и успешного испытания сверхпроводящей магнитной системы. Не проводились исследования на установке АМБАЛ, в которой на стадии наладки вышла из строя обмотка одной из торцовых барьерных ячеек.

Впервые образование положительных потенциальных удерживающих барьеров и увеличение времени продольного удержания

В плазме было продемонстрировано на установке ГАММА-6. Более детальные исследования формирования барьеров и удержания плазмы проведены на установке ТМХ. Было показано, что в плазме устанавливается продольный профиль потенциала в соответствии с распределением Больцмана, время продольного удержания ионов в центральном соленоиде возрастает в соответствии с формулой Пастухова, т. е. ожидавшееся увеличение времени продольного удержания удается реализовать. Вытекание плазмы из центрального соленоида через барьерные ячейки обеспечивало стабилизацию дрейфово-конусной ионно-циклотронной неустойчивости плазмы с горячими ионами в барьерных ловушках. На рис. 14 показаны экспериментально

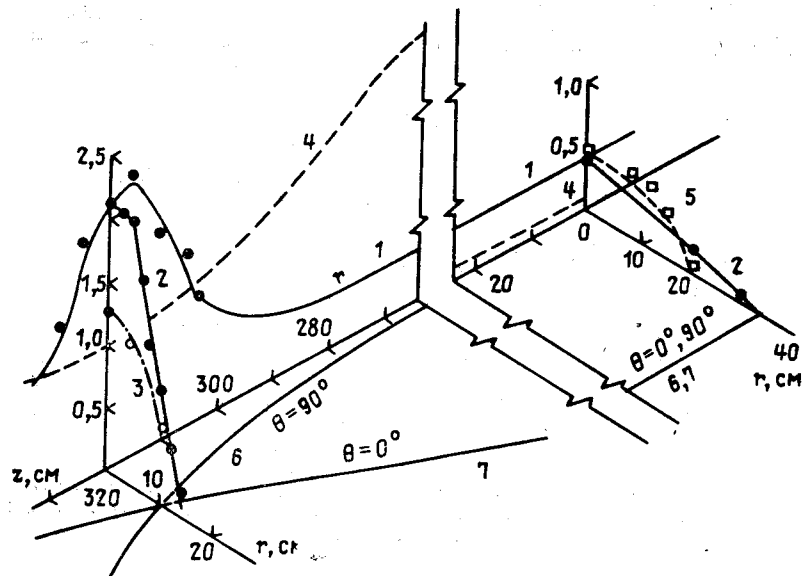


Рис. 14. Экспериментально измеренные в установке ТМХ аксиальное и радиальное распределения плотности плазмы (1, 2), температуры электронов (3) и электростатического потенциала (5). Другие обозначения: 4 — модуль поля как функция  $z$ , 6, 7 — магнитные силовые линии. Шкалы на вертикальной оси: плотность —  $10^{13}$   $\text{см}^{-3}$ , температура электронов —  $10^2$  эВ, электростатический потенциал — кВ, магнитное поле — Тл

измеренные в ТМХ распределения по поперечной и продольной координатам плотности, потенциала, температуры электронов. В режимах с повышенной плотностью плазмы в барьерных ловушках развивались колебания в окрестности ионной циклотронной частоты, которые сокращали время продольного удержания плазмы потенциальными амбиполярными барьерами (рис. 15). Наблюдавшиеся колебания были отождествлены с развитием альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости [58, 59]. Анализ неустойчивости, проведенный в указанных

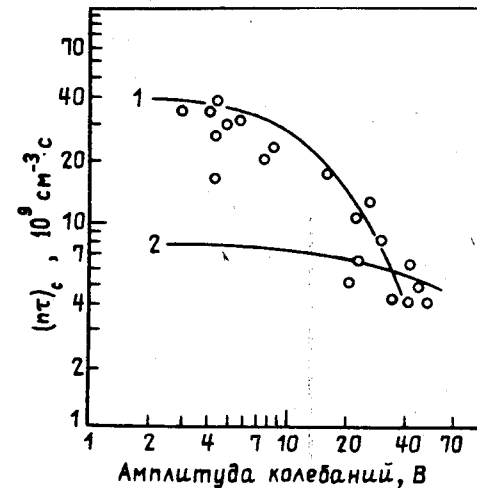


Рис. 15. 1 — экспериментально измеренные (точки) и 2 — рассчитанные по измеренному уровню колебаний параметры удержания ионов ( $n\tau$ ) в центральной ловушке ТМХ

работах, показал, что порог ее развития может быть сдвинут к существенно более высоким плотностям, если инжекцию быстрых атомов по нормали к оси в среднем сечении ловушки, как было сделано в ТМХ, заменить на инжекцию по нормали в сдвинутом сечении или на инжекцию под углом  $\sim 45^\circ$  в среднем сечении. Эта рекомендация была реализована в амбиполярных ловушках второго поколения ТМХ-У, ГАММА-10, ТАРА, где развитие альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости действительно не наблюдалось.

Программа исследований на амбиполярной ловушке РНАЕДРУС, довольно скромной по своим характеристикам по сравнению с ТМХ, с самого начала была ориентирована на преимущественное использование в качестве средства нагрева ионно-циклотронного резонанса. В этой установке было продемонстрировано стационарное удержание плазмы амбиполярными барьерами при использовании только ВЧ-методов нагрева [60]. Обладая возможностью независимо контролировать давление плазмы в центральном соленоиде и МГД-якорях, авторы исследований на РНАЕДРУС экспериментально продемонстрировали осуществимость макроскопической МГД-стабилизации плазмы в соответствии с принципом среднего минимума  $B$  [61]. На рис. 16 показана экспериментально найденная зависимость предельного устойчивого бета-плазмы в центральном соленоиде от бета-плазмы в МГД-якорях, которая находится в хорошем согласии с теоретическими расчетами. Другой интересный результат, выходящий за пределы специфики удер-

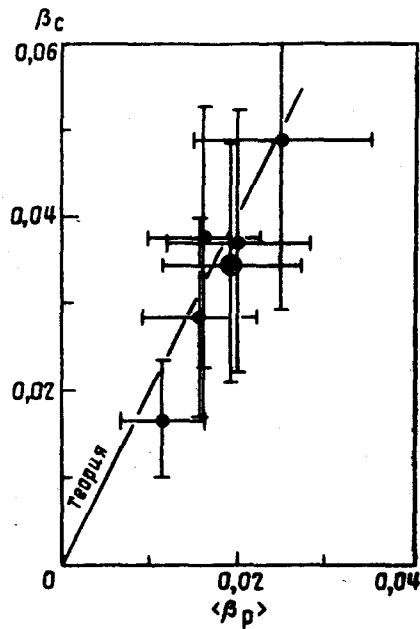


Рис. 16

Рис. 16. Экспериментально измеренные предельные  $\beta_c$  плазмы в центральной ловушке как функция  $\beta_p$  плазмы в квадрупольных МГД якорях ловушки РНАЕДРУС и та же зависимость, рассчитанная теоретически

Рис. 17а, б, с, д, е. Аксиальный профиль поля в амбиполярной ловушке с термобарьером ТМХ-У (а) и качественные профили (б) «плещущихся» ионов и  $\mu$ -электронов в барьерной ловушке, (с) температуры электронов, (д) электростатического потенциала и (е) плотностей электронов центральной  $n_{ec}$  и барьерной  $n_{ep}$  ловушек, разделенных термобарьером

жания плазмы в амбиполярных ловушках, полученный на установке РНАЕДРУС, демонстрация возможности обеспечения макроскопической МГД-устойчивости плазмы в ловушке с максимумом  $B$  поперечным воздействием на плазму ВЧ-полем на частоте, близкой к ионной циклотронной [62].

Наибольший объем исследований удержания плазмы в амбиполярной ловушке был выполнен на установке ТМХ-У. После успешного завершения экспериментальной программы на

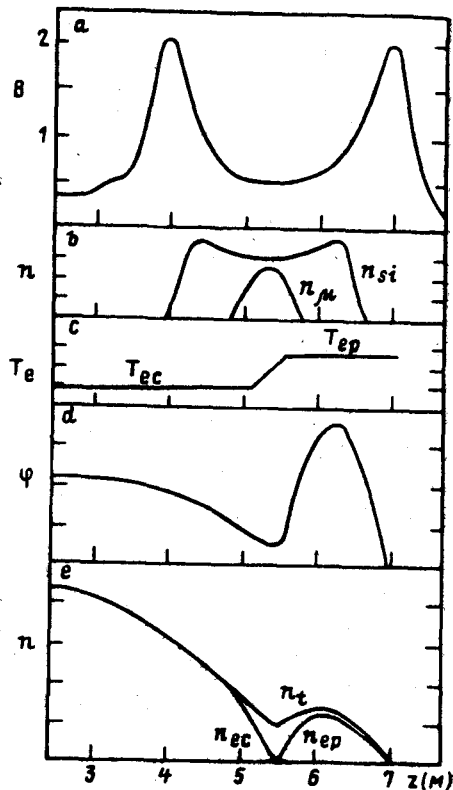


Рис. 17а, б, с, д, е

установке ТМХ, подтвердившей основные положения теории амбиполярного удержания, коллектив исследователей поставил задачу, с одной стороны, повысить энергетические параметры удерживаемой в амбиполярной ловушке плазмы, а с другой — сделать качественный шаг и включить в магнитную систему новой ловушки ТМХ-У помимо положительного амбиполярного барьера также и термобарьер. Среди многих возможных различных вариантов конструирования магнитной конфигурации амбиполярной ловушки с термобарьером был выбран, по-видимому, наиболее компактный, в котором термобарьер, амбиполярный барьер и МГД-якорь совмещались в одной магнитной ячейке, представляющей собой ловушку с минимумом  $B$  квадрупольного типа. Предложенный авторами ТМХ принцип компоновки торцовой системы поясняется на рис. 17. На рис. 17(а) показано распределение модуля поля вдоль оси (здесь и далее в одной половине установки). Предполагалось, что два сорта частиц — быстрые плещущиеся ионы, образующиеся при косо́й инжекции пучков нейтралов, и анизотропно перегретые электроны будут теми частицами плазмы, которые определяют привязку продольного профиля электростатического потенциала к магнитному полю ловушки, т. е. относительный вклад электростатической составляющей в распределении их потенциалов Юшманова мал, и тем самым область продольного движения задается распределением  $B(s)$ . Распределения плотности быстрых ионов  $n_{si}$  и анизотропно перегретых электронов  $n_{\mu}$  показаны на рис. 17(б). При заполнении плазмой с изотропными функциями распределения ионов и электронов центрального соленоида в нем установится больцмановское распределение потенциалов, соответствующее плотности электронов  $n_{ec}$  с температурой  $T_{ec}$ , а в правой на рис. 17 половине барьерной ловушки соответствующее распределение  $n_{ep}$  с температурой  $T_{ep}$ .

На рис. 17(с) показано распределение температуры электронов, а на рис. 17(е) распределение полной плотности электронов  $n_{ei}$  и электронов  $n_{ec}$ ,  $n_{ep}$  с температурами соответственно  $T_{ec}$  и  $T_{ep}$ . Стационарное распределение потенциала показано на рис. 17(д). Для того, чтобы максимум потенциала в амбиполярном барьере превышал уровень потенциала в центральном соленоиде (при плотности плазмы в барьере ниже, чем в центральном соленоиде), предполагалось поддерживать температуру электронов  $T_{ep}$  в амбиполярном барьере на уровне, существенно превышающем температуру электронов  $T_{ec}$  в центральном соленоиде. При кулоновском характере продольных потерь и отсутствии заметного вклада поперечного переноса ионов или электронов предложенная авторами ТМХ-У концепция создания барьеров не является противоречивой. В стационарной удерживаемой в ТМХ-У плазме можно выделить шесть популяций заряженных частиц, это две группы с анизотропными

функциями распределения — быстрые ионы  $n_{ip}$  и анизотропно перегретые электроны  $n_e$  в барьерных ячейках, три группы с изотропными функциями распределения — ионы и электроны в центральном соленоиде  $n_{ic}$ ,  $n_{ec}$ , электроны в амбиполярном положительном барьере  $n_{ep}$  и группа общих электронов, свободно перемещающихся из центральной в барьерные магнитные ячейки обратно. Вообще говоря, имеется и седьмая выделенная популяция частиц, — это ионы, запертые в термобарьере, для которых должен быть предусмотрен способ удаления от ловушки. Поддержание стационарного состояния плазмы с указанным многокомпонентным составом представляет собой сложную научно-техническую задачу, решение которой заведомо не однозначно. Трудность осуществления экспериментальной программы ТМХ-У усугублялась тем, что предварительные данные о физических свойствах плазмы в амбиполярных ловушках в период создания ТМХ-У были крайне ограничены.

Для создания и поддержания стационарного уровня многокомпонентной плазмы в ТМХ-У использовались инжекция быстрых атомов в барьерные ловушки и центральный соленоид, ионно-циклотронный резонансный (ИЦР) нагрев плазмы в центральном соленоиде и электронный циклотронный резонансный (ЭЦР) нагрев электронов на основной и удвоенной частотах в барьерных ячейках. Массовый баланс плазмы поддерживался дозированным напуском газа в центральном соленоиде. Рис. 18 [63] дает общее представление о размещении инжекторов быстрых атомов, локализации ИЦР- и ЭЦР-нагрева и дозированного напуска газа. Использование гиротронов позволило

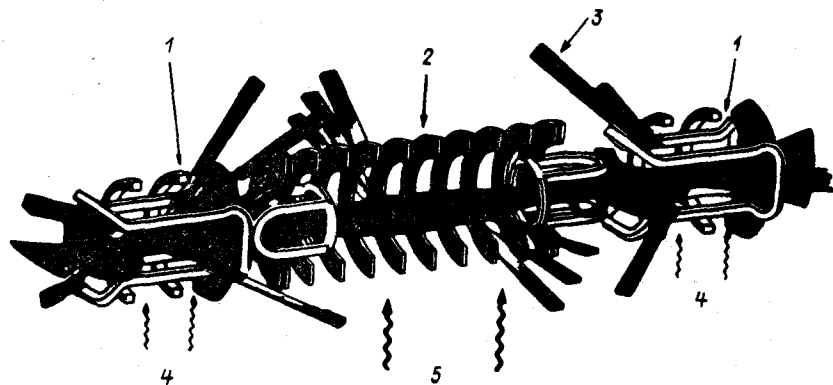


Рис. 18. Схема и общий вид амбиполярной ловушки ТМХ-У.

1 — торцевые ловушки, 2 — центральный соленоид, 3 — пучки быстрых атомов, 4 — локализация электронного циклотронного резонансного нагрева, 5 — локализация ионного циклотронного резонансного нагрева

осуществлять стартовый режим создания плазмы без использования плазменных пушек.

Максимальные достигнутые параметры плазмы в центральном соленоиде ТМХ-У приведены в таблице [63].

Параметры плазмы в центральном соленоиде ТМХ-У

Максимальная плотность	$10^{13} \text{ см}^{-3}$
Максимальная плотность с улучшенным продольным удержанием	$(1 \div 8) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$
Максимальная температура электронов	280 эВ
Средняя температура ионов:	
Продольная	400 эВ
Поперечная	2500 эВ
Удерживающий потенциал амбиполярного барьера	1 кВ
Параметр продольного удержания частиц $n\tau$	$2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}\text{с}$
Относительное увеличение продольного удержания амбиполярным барьером	50

Наибольший интерес среди большого объема экспериментальной информации, полученной на установке ТМХ-У, представляют данные о формировании положительных потенциальных и термобарьеров, об увеличении времени продольного удержания плазмы, роли и механизме поперечного переноса.

Совокупность многих экспериментальных данных, полученных на установке ТМХ-У, показывает, что при плотности плазмы в центральном соленоиде, не превышающей  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , полностью контролируемым образом удается генерировать термобарьер и удерживающий ионы амбиполярный барьер. В качестве примера на рис. 19 [64] показано измеренное распределение потенциала плазмы вдоль оси установки при создании амбиполярного барьера и термобарьера на одном торце ловушки. Постоянная времени продольного удержания ионов вычислялась из простого балансового соотношения  $\tau_{||} = N/I_{||}$ , где

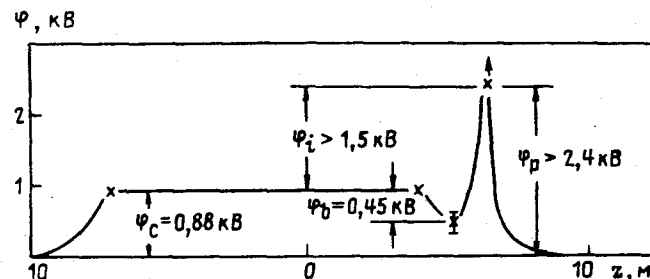


Рис. 19. Экспериментально измеренное распределение потенциала вдоль оси ловушки ТМХ-У при генерации положительного потенциального барьера и термобарьера на одном конце магнитной ловушки



$N$  — полное число ионов в центральном соленоиде и  $I_{i\parallel}$  — поток ионов, преодолевших барьер, измеряемый на торце установки. На рис. 20 [63] приведены экспериментальные значения  $\tau_{\parallel}$ , представленные как функция продольного времени удержания, рассчитанного по формуле Пастухова по экспериментально измеренному перепаду потенциала между амбиполярным барьером и плазмой центрального соленоида и температуре ионов в центральном соленоиде. Видно, что согласие экспериментальных и теоретических данных достаточно хорошее.

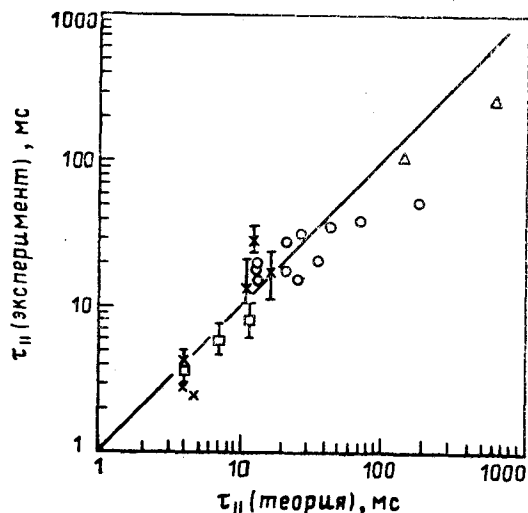


Рис. 20. Сопоставление экспериментально измеренного и теоретически рассчитанного по величине положительного амбиполярного барьера времени продольного удержания ионов в амбиполярной ловушке ТМХ-У

По причинам, которые остались невыясненными, при повышении плотности плазмы в центральном соленоиде выше  $(2 \div 3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  продольное электростатическое удержание плазмы в ТМХ-У разрушалось. Нет данных, заставляющих считать это явление универсальным. Например, в установке ГАММА-10, как мы увидим ниже, повышенное продольное удержание сохранялось до максимально достигнутой плотности  $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Обратимся к наблюдавшемуся экспериментально явлению поперечного переноса. На торцевых стенках вакуумной камеры ТМХ-У были установлены изолированные электроды, пересекающие весь поток магнитного поля, проходящего через ловушку. Радиальное секционирование электродов по форме расчетных поверхностей дрейфа частиц позволило проводить измерения вытекающего из плазмы тока в пределах интересующей

трубки магнитного потока. Первые же измерения показали, что через торец вытекает избыточный отрицательный заряд, что означает поперечный перенос положительных ионов. Измеряемый отрицательный ток на торцах равен полному потоку ионов, выносимому из плазмы поперек магнитного только в том случае, если отсутствует поперечный перенос электронов. Если последний имеет место, то измеряемый электронный ток на торце по модулю меньше поперечного переноса ионов. На установке ТМХ-У была разработана методика определения полной интенсивности  $I_s$  образования ионов по интенсивности излучения линии  $H_{\alpha}$  (6561 Å), измерявшейся калиброванной видеокамерой с частотой следования кадров  $2000 \text{ с}^{-1}$ , защищенной фильтром с шириной полосы 30 Å. С помощью уравнения баланса вида

$$I_s = dN/dt + I_{\parallel i} + I_{\perp i}, \quad (11)$$

где  $dN/dt$  — скорость изменения числа частиц в ловушке, измеряемая СВЧ-интерферометрами,  $I_{\parallel i}$  — поток ионов, вытекающий через оба торца ловушки,  $I_{\perp i}$  — полный поперечный поток ионов. По известным из эксперимента величинам  $I_s$ ,  $dN/dt$ ,  $I_{\parallel i}$  находилась величина  $I_{\perp i}$ . Показано, что в большинстве режимов удержания плазмы в ТМХ-У поперечный перенос электронов  $I_{\perp e}$  гораздо меньше вычисляемого с помощью соотношения (11)  $I_{\perp i}$ , что позволяло без большой погрешности считать  $I_{\perp i}$  равным избыточному потоку электронов, вытекающему через торцы ловушки. Попытки объяснить глобальный поперечный перенос ионов с характерным временем  $\tau_{\perp i} = N/I_{\perp i}$  механизмом неоклассической резонансной диффузии Рютова—Ступакова оказались неудачными. Отмечалось [65] несогласие по крайней мере по трем пунктам: (1) измеренная скорость переноса практически на порядок превышала расчетную; (2) полученное из экспериментов  $\tau_{\perp i} \propto \phi_c^{-2}$ , где  $\phi_c$  — потенциал плазмы в центре ловушки, тогда как расчетное  $\tau_{\perp i} \propto \phi_c^{-1}$  и (3) при неоклассической диффузии в поле с квадрупольной симметрией  $\tau_{\perp i}$  должно было бы быть пропорциональным  $r^{-2}$ , а экспериментально найденное  $\tau_{\perp i}$  практически не зависело от радиуса. Автором работы [66] была выдвинута гипотеза, что помимо резонансной неоклассической диффузии, скорость которой пропорциональна потенциалу плазмы, за поперечный перенос ответственны аксиально-несимметричная инжекция быстрых атомов и ЭЦРН в барьерных ловушках. Опираясь на некоторые качественные соображения, было предположено, что полная интенсивность поперечного переноса может быть представлена моделирующим соотношением

$$I_{\perp i} = aP^{1/3}N^{2/3} + bn_c\phi_c + cI_b\phi_c + fI_b, \quad (12)$$

где  $a, b, c, f$  — неизвестные коэффициенты при экспериментально измеряемых величинах,  $P$  — мощность ЭЦРН,  $N$  — число

частиц в ловушке,  $n_c$ ,  $\varphi_c$  — плотность и потенциал в центральном соленоиде,  $I_b$  — захватываемый ток быстрых атомов. Все перечисленные величины являются функцией радиуса. По данным 382 измерений методом регрессионного анализа были получены значения коэффициентов  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $f$ . При этом было обнаружено, что вклад в поперечный перенос члена с коэффициентом  $b$ , который интерпретировался как член, описывающий неоклассическую диффузию, гораздо ниже поперечного переноса, вызываемого инжекцией и ЭЦРН. В качестве примера на рис. 21 [66] показаны экспериментально измеренный поперечный ток ионов (сплошная линия), рассчитанный по формуле (12) ток с использованием найденных коэффициентов  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $f$  (точечная кривая) и ток поперечного неоклассического переноса (пунктирная кривая). Видно, что ток неоклассического переноса мал по сравнению с полным током поперечного переноса, обязанного другим механизмам. Найденная из экспериментальных данных методом регрессионного анализа постоянная вре-

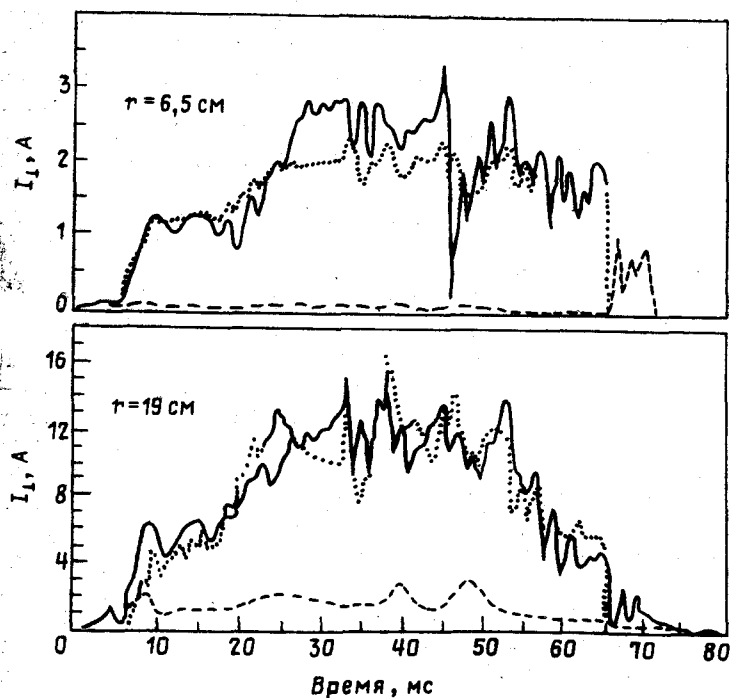


Рис. 21. Экспериментально измеренные (сплошные кривые) зависимости от времени тока поперечного переноса ионов через поверхности с радиусом 6,5 и 19 см, а также восстановленные по результатам регрессионного анализа полные токи поперечного переноса (точечные кривые) и парциальные токи неоклассической диффузии (пунктир). (Установка ТМХ-У)

мени неоклассического поперечного переноса  $\tau_{L, \text{н.к.}} = N/I_{\perp, \text{н.к.}}$  хорошо согласуется, как показано на рис. 22 [67], с постоянной времени, рассчитанной теоретически. Механизм поперечного переноса, зависящего от инжектируемого тока и ЭЦРН, остался не выявленным.

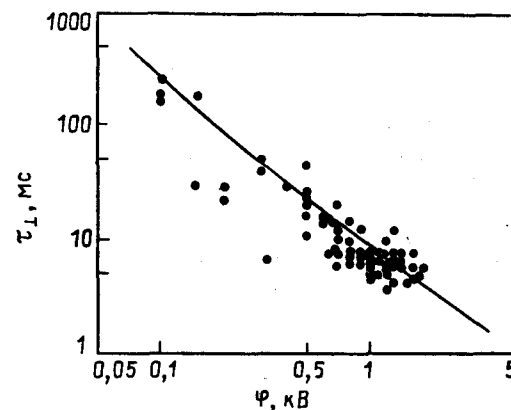


Рис. 22. Постоянная времени поперечной неоклассической диффузии как функция потенциала плазмы в центральной ловушке ТМХ-У

Исследования колебаний в различном диапазоне частот и различных областях плазмы не выявили активных процессов развития неустойчивостей. Отмечается отсутствие в соответствии с теоретическими выводами альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости, постоянно наблюдавшейся на предыдущей ловушке ТМХ. В некоторых режимах с пониженной плотностью при ИЦРН наблюдалась раскачка низкочастотных колебаний желобкового типа в диапазоне единиц-десятков килогерц [68]. Происхождение этих колебаний осталось не вполне ясным. При наличии колебаний наблюдался поперечный перенос электронов, а также в некоторых случаях глубокие короткие срывы плотности плазмы на время порядка нескольких миллисекунд. Во внешней половине барьерной ячейки в месте локализации максимума плотности плещущихся ионов в некоторых режимах генерации положительного потенциального амбиполярного барьера наблюдалось развитие колебаний на частоте 7,5 МГц, что совпадает с ионной циклотронной частотой в этом сечении [69]. Колебания характеризуются высокой модовой структурой с  $m=42$ , или  $kr_i \sim 3,2$  и распространяются в сторону диамагнитного дрейфа ионов. По этим признакам колебания отождествляются с развитием дрейфово-конусной ионно-циклотронной неустойчивости. Раскачка колебаний наблюдается при генерации высоких потенциальных барьеров,

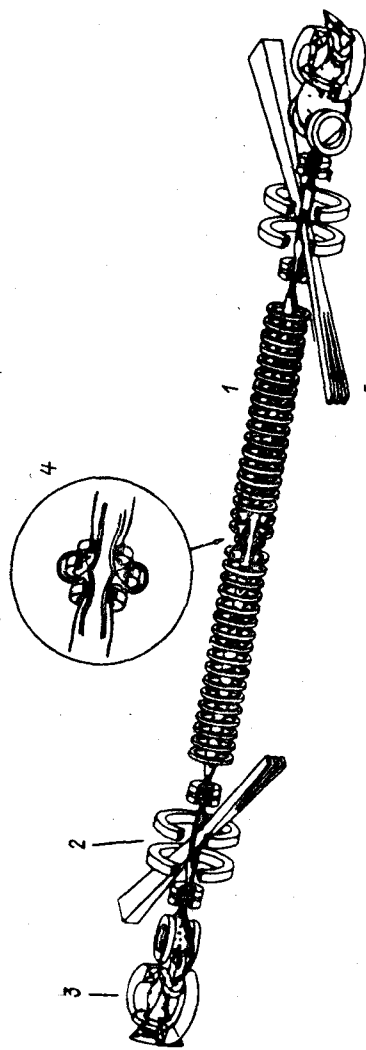


Рис. 23. Схема амбиполярной ловушки TARA, 1 — центральный соленоид, 2 — область создания положительного потенциального амбиполярного и термического барьеров, 3 — торцовые ловушки типа «бейсбол», 4 — магнитный дивертор

эффективно отсекающих поступление теплых ионов в барьерную плазму. Каких-либо глобальных эффектов, обязанных раскатке этих колебаний, не наблюдалось.

Установка TARA, схема которой показана на рис. 23 [56], по существу не была введена в режим амбиполярного удержания плазмы. В ней были получены интересные результаты, еще раз подтвердившие принцип среднего минимума  $V$ . При создании в центральной ловушке плазмы, нагретой ИЦР, в ней развивалась желобковая неустойчивость с модой  $m=1$ . Накопление в МГД-якоре электронно-горячей плазмы с  $T_e \sim 300$  кэВ и  $\beta = 15\%$ , как и представлялось теоретически [70], не обеспечивало макроскопической стабилизации. При включении ИЦР-нагрева в МГД-якоре, представляющего собой магнитную ячейку типа бейсбол, наблюдалось подавление колебаний. Определенный интерес имело развитие новой концепции макроскопической стабилизации плазмы с помощью диверторной ячейки с нулем поля вблизи поверхности плазмы [71].

Рассмотрим весьма интересные результаты, полученные на амбиполярной ловушке GAMMA-10 [55, 72] (рис. 24). В этой установке два МГД-якоря с квадрупольной магнитной ямой, вставленные в длинный центральный соленоид, не вызывают столь большого искажения дрейфовых поверхностей заряженных частиц, удерживаемых между положительными амбиполярными барьерами как в случае совмещения МГД-якорей с барьерными ячейками. Это связано с тем, что наибольшие поперечные смещения, ответственные за неклассическую диффузию, возникают в точках отражения частиц, где время пребывания частицы относительно велико из-за  $v_{||} \rightarrow 0$ . В GAMMA-10 области с нарушенной ортогональностью поля заряженные частицы пролетают с конечной скоростью, и к тому же за один пролет от центра ловушки до амбиполярного барьера дрейфовые смещения по нормали в определенной степени компенсируются, еще уменьшая эффект деформации дрейфовой поверхности. Указанные обстоятельства позволяют авторам GAMMA-10 называть ее ловушкой с симметризованным полем [73]. Выделение МГД-якоря в отдельную ячейку, вставленную в участок магнитной системы между амбиполярными барьерами, позволило использовать аксиально-симметричные барьерные ячейки. В них, как и в TMX-U производилась косая, под углом  $45^\circ$ , инжекция быстрых атомов, сопровождающаяся накоплением плещущихся ионов с двумя максимума плотности в окрестности точек отражения (рис. 25). С помощью гиротронов на удвоенной электронной циклотронной частоте генерировались популяции анизотропно перегретых электронов в минимуме  $V$  барьерных ячеек, создающие провал потенциала, т. е. термобарьер, а гиротронами на основной частоте электронного циклотронного резонанса во внешних максимумах плотности быстрых ионов барьерных ячеек производился дополни-

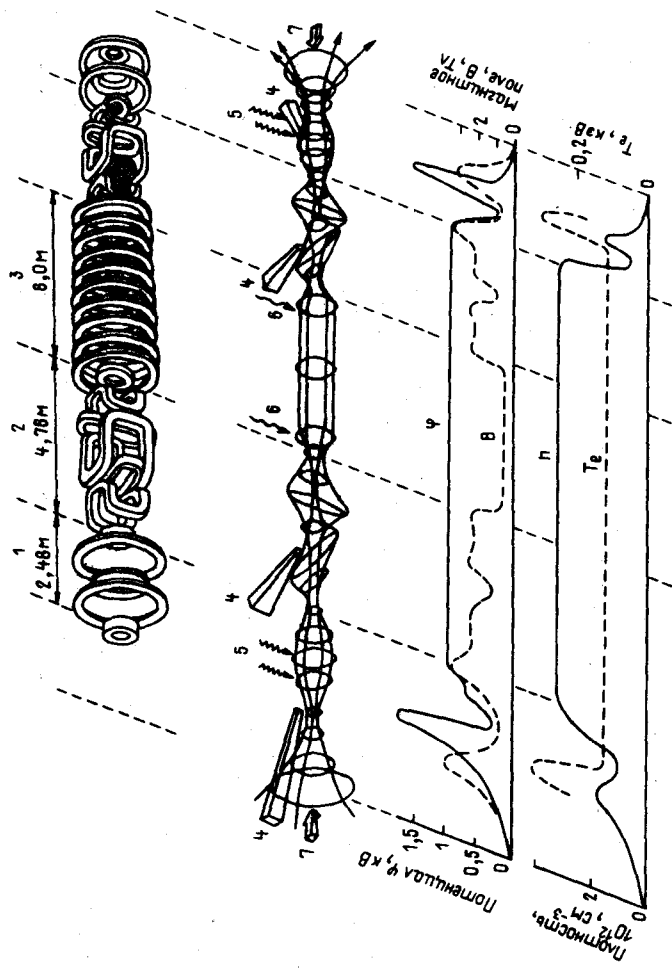


Рис. 24. Магнитная система и магнитная конфигурация с аксиальными распределениями модуля поля  $B$ , электростатического потенциала  $\Phi$ , плотности плазмы  $n$  и температуры электронов  $T_e$  амбиоплярной ловушки GAMMA-10.  
 1 — область создания положительного потенциального, амбиоплярного и термического барьеров, 2 — квадрупольный МГД — аккорь 3 — центральный соленоид, 4 — инжекторы быстрых атомов, 5 — локализация электронного циклотронного резонансного нагрева, 6 — локализация ионного циклотронного резонансного нагрева, 7 — плазменные пушки

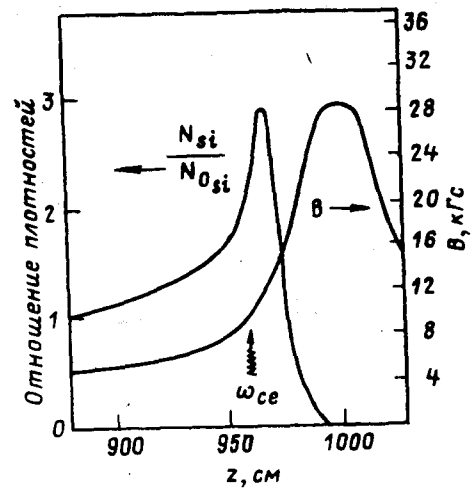


Рис. 25. Аксиальные распределения модуля поля  $B$  и плотности быстрых ионов в барьерной ловушке установки GAMMA-10

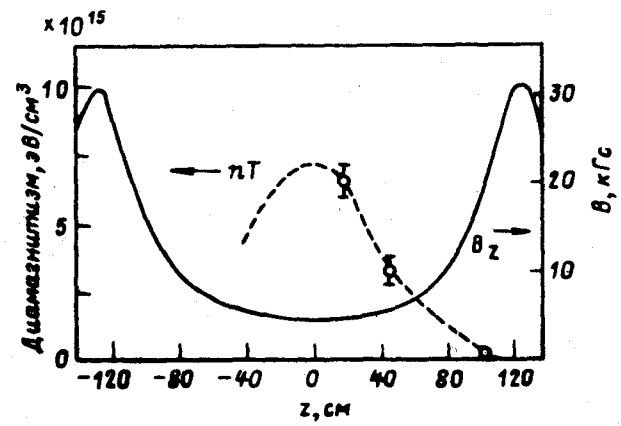


Рис. 26. Аксиальное распределение модуля поля  $B$  и  $nT$  анизотропно перегретых электронов в барьерной ловушке установки GAMMA-10

тельный нагрев электронов, сопровождающийся локальным ростом потенциала плазмы и, соответственно, образованием запирающих положительных амбиоплярных барьеров. Для нагрева плазмы в центральном соленоиде использовались две ВЧ-системы, возбуждавшие медленную волну, поглощающуюся в плазме в точке  $\omega/\omega_{ce}=1$ . При мощности нагрева 400 кВт и плотности плазмы  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  температуру ионов удавалось под-

нимать до 1,4 кэВ. ЭЦР-нагрев на удвоенной электронной циклотронной частоте, осуществляемый гиротронами с частотой 28 ГГц и мощностью 140 кВт, позволял создавать популяцию анизотропно перегретых электронов со средней энергией 50 кэВ и плотностью в максимуме, достигающей 80% плотности плазмы барьерной ячейки (рис. 26). Эффективность термоизоляции электронов центрального соленоида и амбиполярного барьера демонстрируют данные, приведенные на рис. 27, где

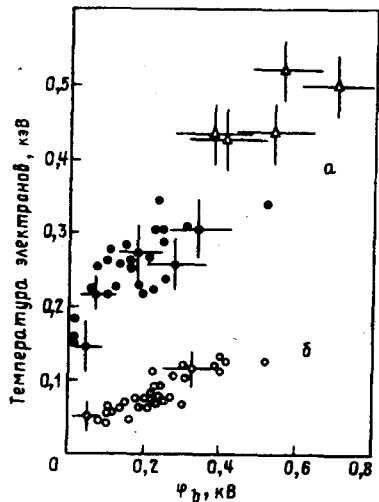


Рис. 27. Температуры электронов в положительном амбиполярном барьере и плазме центральной ловушки как функции потенциала термобарьера в GAMMA-10

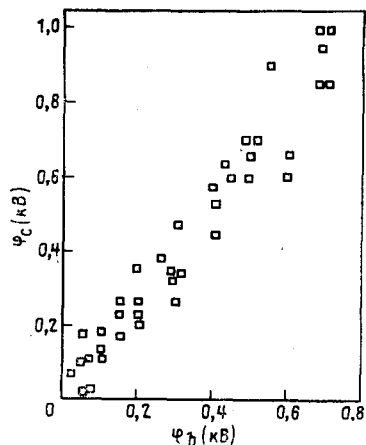


Рис. 28. Запирающий электростатический потенциал положительного амбиполярного барьера ловушки GAMMA-10 как функция потенциала термобарьера

показаны экспериментально измеренные зависимости температуры электронов в центральном соленоиде и амбиполярном барьере от глубины термобарьера. Во всем диапазоне изменения глубины термобарьера  $\psi_b$  и удерживающего амбиполярного потенциала  $\psi_c$  наблюдалась их взаимная пропорциональность (рис. 28), согласующаяся с оценками, базирующимися на классических кулоновских столкновениях.

На установке GAMMA-10 не принимались специальные меры по удалению ионов, захваченных в потенциальную яму термобарьера. Соответственно время существования термобарьера должно определяться временем кулоновского захвата ионов центрального пробкотрона. Измерения показали, что это время хорошо аппроксимируется выражением

$$\tau_b = 1.7 \cdot 10^{11} T_{i\parallel}^{3/2} / n_c \quad (13)$$

отмеченным пунктиром на рис. 29, которое удовлетворительно согласуется с временем, найденным путем решения уравнения Фоккера—Планка [74]

$$\tau_b = 2.6 \cdot 10^{11} T_{i\parallel}^{3/2} / n_c \quad (14)$$

Время продольного удержания ионов при наличии амбиполярного барьера, как показали измерения, хорошо совпадает с рассчитанным по формуле Пастухова (рис. 30). В качестве меры интенсивности поперечной диффузии ионов в GAMMA-10

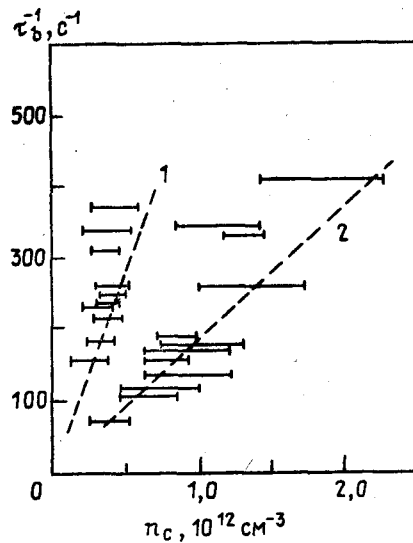


Рис. 29. Характерное время заполнения термобарьера ионами как функция плотности плазмы в центральной ловушке GAMMA-10 при продольной температуре ионов 1—0.05 кэВ и 2—0.1 кэВ

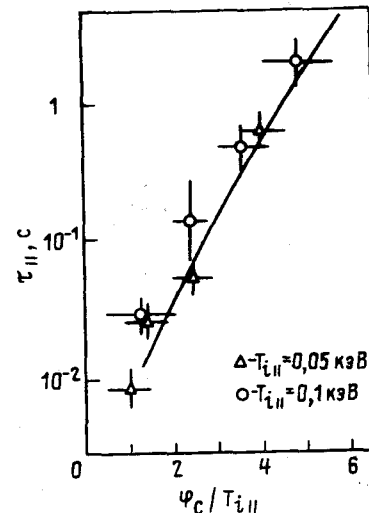


Рис. 30. Экспериментально измеренная в GAMMA-10 зависимость времени продольного удержания ионов  $\tau_{||}$  от отношения запирающего потенциала к продольной температуре ионов и теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле Пастухова

принимался избыточный электронный ток, измеряемый изолированными торцевыми электродами, как и в ТМХ-У, перехватывающими весь магнитный поток, пронизывающий зону удержания плазмы в ловушке. Было показано, что в соответствии с неоклассическим поперечным переносом постоянная времени поперечной диффузии  $\tau_{\perp}$  пропорциональна  $\psi_c^{-1}$ . При заземлении упомянутых электродов через конечное сопротивление на них автоматически устанавливался отрицательный потенциал, что приводило к снижению положительного потенциала плазмы, удерживаемой в центральном соленоиде, относительно стенок



камеры и в соответствии с теорией резонансной неоклассической диффузии к снижению поперечного переноса. На рис. 31 показаны экспериментальная и теоретически рассчитанная зависимости  $\tau_{\perp}$  от сопротивления, заземляющего электроды, свидетельствующие об их достаточно хорошем согласии. Следует отметить, что в целом исследования формирования потенциального профиля и удержания плазмы в ГАММА-10 не выявили каких-либо процессов, не вписывающихся в исходную концепцию амбиполярного удержания плазмы при наличии термобарьеров. Этот результат резко контрастирует с результатами исследований на установке ТМХ-У, где был обнаружен интенсивный перенос плазмы, явным образом не связанный с наличием амбиполярных барьеров и термобарьеров. В то же время нужно подчеркнуть, что плотность плазмы в ГАММА-10 в экспериментах с улучшенным продольным удержанием не превышала нескольких единиц  $10^{12}$  см $^{-3}$ , и вопрос, насколько устойчивыми окажутся потенциальные барьеры при повышении плотности плазмы, остается открытым.

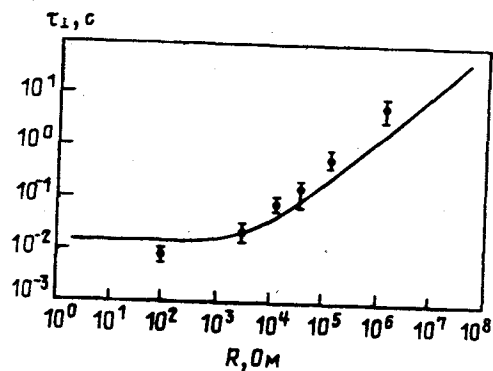


Рис. 31. Экспериментально измеренная зависимость времени неоклассического поперечного переноса ионов от сопротивления заземления торцовых пластин установки ГАММА-10 и та же зависимость, рассчитанная теоретически

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные в обзоре результаты исследований удержания плазмы в амбиполярных ловушках показывают, что в ограниченном диапазоне плотностей плазмы исходные принципы амбиполярных ловушек нашли экспериментальное подтверждение. На всех экспериментальных установках удалось продемонстрировать создание амбиполярных барьеров и соответствующее увеличение времени продольного удержания. Генерация термобарьеров и эффективная продольная взаимная термоизоляция электронов амбиполярного барьера и центральной ло-

вушки, со значительно отличающимися температурами, продемонстрирована на установках ТМХ-У и ГАММА-10. Показано, что нарушение ортогональности геометрии поля, как и предсказывалось теоретически, приводит к повышенной неоклассической поперечной диффузии ионов. Экспериментально измененная интенсивность неоклассического поперечного переноса находится в хорошем согласии с результатами теоретических расчетов. В ГАММА-10 все исследованные процессы не выходят за рамки классического описания, что позволяет при планировании следующего шага базироваться на прогнозах, имеющих надежную теоретическую базу. Результаты исследований на установке ТМХ-У, как мы видели, не дают оснований для столь же оптимистических прогнозов. На ней обнаружены интенсивные поперечные переносы, обязанные воздействию инъекции быстрых атомов и электронного циклотронного резонансного нагрева, механизмы которых остаются не выясненными. Обнаружено явление срыва продольного амбиполярного удержания на ТМХ-У, физический механизм которого также не выявлен. Имеются указания на развитие конусной неустойчивости в положительном амбиполярном барьере. Известная противоречивость результатов исследований на установках ГАММА-10 и ТМХ-У не должны обескураживать. Исследователи высокотемпературной плазмы не раз сталкивались с ситуацией, когда трудно контролируемые факторы, сильно воздействующие на удержание плазмы, выявлялись лишь после многих лет исследований и сопоставления результатов, полученных на различных вариантах магнитных ловушек одного класса. До настоящего времени комплексные исследования удержания плазмы проведены по существу только на двух амбиполярных ловушках с термобарьерами ТМХ-У и ГАММА-10. По опыту ранее осуществленных программ это слишком мало для основательных заключений о жизнеспособности или нежизнеспособности направления. Более благоприятные перспективы развития исследований, вытекающие из результатов, полученных на установке ГАММА-10 по сравнению с ТМХ-У, естественно связать с заметным ослаблением эффектов нарушения ортогональности геометрии поля в первой. Не вызывает сомнения, что дальнейшая оптимизация магнитных конфигураций амбиполярных ловушек, наилучшим образом удовлетворяющая принципу ортогональности геометрии магнитного поля, содержит в себе большие резервы улучшения качества удержания плазмы.

Успешное развитие амбиполярных ловушек в очень большой степени зависит от решения сложных задач плазменной технологии, в первую очередь комплекса вакуумных проблем, включая взаимодействия плазмы со стенкой, а также разработки оптимальных методов нагрева плазмы. В этой области за

последнее десятилетие накоплен большой опыт, дающий основание надеяться на значительный прогресс в будущем.

Стремление сосредоточить усилия специалистов на разработке реактора-токамака, рассматриваемого в настоящее время как наиболее перспективное средство осуществления управляемого термоядерного синтеза, привело к значительному сокращению фронта исследований амбиполярных ловушек. Темп их исследований в ближайшие годы несомненно замедлится. Будем надеяться, однако, что это явление временное, поскольку результаты исследований амбиполярных ловушек объективно пока не дают оснований для пессимизма при оценке их термоядерных перспектив.

В заключение обзора нельзя не отметить уникальную возможность осуществления в амбиполярных ловушках термоядерного синтеза на смеси  $D-^3He$  [75] с доминирующей реакцией слияния  $D+^3He=^4He+p+18\text{ МэВ}$  и весьма низким уровнем сопутствующих реакций  $D+D=^3H+n$  и  $D+D=T+p$ . На порядки величин более низкий выход нейтронов и появление трития лишь как продукта сопутствующей реакции, а не основного компонента топлива, кардинально упрощает комплекс мероприятий по радиационной безопасности, что после катастрофических аварий на АЭС приобретает значение определяющего фактора. В работе [75] показано, что развитие технологии  $D-^3He$ -синтеза не будет ограничиваться отсутствием  $^3He$ , поскольку обнаружены неисчерпаемые запасы  $^3He$  на поверхности Луны, а относительно небольшие, прогнозируемые затраты энергии на его добычу и доставку на Землю не испортят глобальный энергетический баланс термоядерного цикла.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Будкер Г. И. В сб. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза под ред. М. А. Леонтовича. М.: Изд-во АН СССР, 1958, 3, 3
2. Бишоп А. Проект Шервуд. М.: Атомиздат, 1960
3. Готт Ю. В., Иоффе М. С., Тельковский В. Г. «Ядерный синтез», Приложение 1962, МАГАТЭ, Вена, 1962, 3, 1045
4. Байбородов Ю. Т., Иоффе М. С., Канаев Б. И. и др. «Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res.», IAEA, Vienna, 1971, 2, 647
5. Канаев В. И. «Nucl. Fusion», 1979, 19, 347
6. Berk H. L. et al. «Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res.», IAEA, Vienna, 1969, 2, 151
7. Simonen T. C. et al. «Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res.», IAEA, Vienna, 1979, 2, 389
8. Димов Г. И., Закайдаков В. В., Кушневский М. Е. «Физика плазмы», 1976, 2, 597
9. Fowler T. K., Logan B. G. «Comments on Plasma Phys. and Contr. Fusion», 1977, 2, 167
10. Baldwin D. E., Logan B. G. «Phys. Rev. Lett.», 1979, 43, 1318

11. Чуянов В. А. Адиабатические магнитные ловушки. В сб. Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, под ред. В. Д. Шафранова, М.: ВИНТИ, 1960, 1, ч. 1, 119
12. Иоффе М. С., Кадомцев Б. Б. УФН, 1970, 100, 601
13. Рютов Д. Д. УФН, 1988, 154, вып. 4, 565
14. Рютов Д. Д., Ступаков Г. В. Процессы переноса в аксиально несимметричных открытых ловушках. В сб. Вопросы теории плазмы, под ред. Б. Б. Кадомцева. Вып. 13, М.: Энергоатомиздат, 1984, 74
15. Post R. F. «Nucl. Fusion», 1987, 27, 1579
16. Юшманов Е. Е. ЖЭТФ, 1965, 49, 588
17. Спитцер А. Физика полностью ионизованного газа. Пер. с англ., М.: Изд-во иностр. литературы, 1957
18. Лонгмайер К. Физика плазмы. Пер. с англ., М.: Атомиздат, 1966.
19. Rastukhov V. P. «Nucl. Fusion», 1974, 14, 3. См. также: Пастухов В. П. Классические продольные потери плазмы в открытых адиабатических ловушках. В сб. Вопросы теории плазмы, под ред. Б. Б. Кадомцева. Вып. 13, М.: Энергоатомиздат, 1984, 160
20. Сковорода А. А. Распределение электронной температуры вдоль оси амбиполярной ловушки. Препринт ИАЭ-3397/6, М., 1981
21. Cohen R. H., Bernstein I. B., Dorning J. J., Rowland G. «Nucl. Fusion», 1980, 20, 1421; Rensink M. E., Cohen R. H., Mirin A. A., Tomaschke G. P. «Nucl. Fusion», 1984, 24, 49
22. Kruskal M. D., Oberman C. R. «Phys. Fluids», 1958, 1, 275
23. Arsenin V. V. Axisymmetric Tandem Mirrors. Proc. Int. School of Plasma Phys., Varenna, Italy, 1983, 2, 419
24. Сковорода А. А. «Физика плазмы», 1985, 11, 1319
25. Рютов Д. Д., Ступаков Г. В. «Физика плазмы», 1986, 12, 1411
26. Нортрон Т. Адиабатическая теория движения заряженных частиц. Пер. с англ., М.: Атомиздат, 1967, (§ 3.3)
27. Hall L. S., McNamara B. «Phys. Fluids», 1975, 18, 552
28. Панов Д. А. «Письма в ЖЭТФ», 1982, 35, 70
29. Панов Д. А. «Физика плазмы», 1983, 9, 184
30. Catto P. J., Hazeltine R. D. «Phys. Rev. Lett.», 1981, 46, 1002
31. Catto P. J., Hazeltine R. D. «Phys. Fluids», 1981, 24, 1663
32. Ступаков Г. В. «Физика плазмы», 1979, 5, 958
33. Stupakov G. V. Omnigenous Magnetic Fields, Proc. of the Spring College on Fusion Energy, held in Trieste May—June 1981
34. Ступаков Г. В. «Физика плазмы», 1979, 5, 871
35. Рютов Д. Д., Ступаков Г. В. «Письма в ЖЭТФ», 1977, 26, 186
36. Рютов Д. Д., Ступаков Г. В. «Физика плазмы», 1978, 4, 501
37. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Неоклассическая теория диффузии. В сб. Вопросы теории плазмы под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 7, М.: Атомиздат, 1973, 205
38. Myra J. R., D'Ippolito D. A., Catto P. J. «Phys. of Fluids», 1983, 26, 1028
39. Сковорода А. А. «Письма в ЖЭТФ», 1985, 41, 13
40. Miyoshi S., Yatsu K., Kawabe T. et al. «Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res.», IAEA, Vienna, 1979, 2, 437
41. Сковорода А. А. «Физика плазмы», 1987, 13, 922
42. Grad H. «Phys. Fluids», 1967, 10, 137; Захаров Л. Е., Шафранов В. Д., Равновесие плазмы с током в тороидальных системах. В сб. Вопросы теории плазмы под ред. М. А. Леонтовича и Б. Б. Кадомцева, Вып. 11, М.: Энергоатомиздат, 1982, 118
43. Котельников И. А. «Физика плазмы», 1985, 11, 400
44. Путвинский С. В., Тимофеев А. В. ЖЭТФ, 1975, 69, 221
45. Арсенин В. В., Жильцов В. А., Косарев П. М. и др. «Физика плазмы», 1987, 13, 161
46. Арсенин В. В., Белавин М. И., Головин И. Н. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, Вып. 4, 1986, 17

47. Димов Г. И., Лысянский П. Б. Амбиполярная ловушка АМБАЛ-М. Препринт ИЯФ—86-102. Новосибирск: 1986
48. Ryutov D. D., Stupakov G. V. «Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res.», IAEA, Vienna, 1981, 1, 119
49. Logan B. G., General Ignition Requirements in TMR Plugs with Drift Pumping. «Proc. Int. School of Plasma Phys.», Varenna, Italy, 1983, 1, 125
50. Coensgen F. H., Anderson C. A., Casper T. A. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1980, 44, 1132
51. Димов Г. И. Основные параметры экспериментальной ловушки с амбиполярными пробками АМБАЛ-1. Препринт ИЯФ—77-46, Новосибирск: 1977
52. Hershkowitz N., Breun R. A., Brouchous D. et al. «Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res.», IAEA, Vienna, 1983, 1, 553
53. Simonen T. C., Allen S. L., Casper T. A. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1983, 50, 1668
54. Porter G. D. TMX-U Final Report, Rep. UCID-20981, 1, 2 (1988), Lawrence Livermore National Lab., USA
55. Miyoshi S. «Nucl. Fusion», 1985, 25, 1201
56. Kesner J., Post R. S., McVey B. D., Smith D. K. «Nucl. Fusion», 1982, 22, 549; Gaudreau M. P. J., Shuster M. S., Berkman V. J., Thomas P., The TARA 24 MVA Magnet System, Preprint PFC CP/86-13, MIT, Cambridge, 1986
57. Baldwin D. E., Logan B. G., Physic Basis for an Axicell Design for the End Plugs of MFTF-B, Rep. CA 94550 UCID-19359, LLNL, USA, 1982
58. Smith G. R. «Phys. Fluids», 1984, 27, 1499
59. Smith G. R., Nevins W. M., Sharp W. M. «Phys. Fluids», 1984, 27, 2120
60. Ferron J. R., Goulding R., Nelson B. A. et al. Electrostatic End Plugging Accompanied by a Central-Cell Density Increase in an Axisymmetric Tandem Mirror. «Phys. Fluids», 1987, 30, 2855
61. Molvic A. W., Breun R. A., Golovato S. N. «Phys. Rev. Lett.», 1982, 48, 742
62. Ferron J. R., Hershkowitz N., Breun R. A. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1983, 51, 1955; см. также Ferron J. R., Golovato S. N., Hershkowitz N., Goulding R. «Phys. Fluids», 1987, 30, 1869
63. Correll D. L. and the TMX-U Experimental Physics Group, Experimental Results from TMX-U, Rep. UCRL-96666, August, 1987, LLNL, USA
64. Grubb D. P., Allen S. L., Barter J. D. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1984, 53, 783
65. Mirin A., Auerbach S. P., Cohen R. H. et al. «Nuclear Fusion», 1983, 23, 703
66. Dimonte G. Radial Transport in a Tandem Mirror, Rep. UCRL-97639, November, 1987, LLNL, USA
67. Simonen T. C. et al. «XI Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res.», IAEA-CN-47/C-1-1
68. Hooper E. B. Jr., Hallock G. A., Foote J. H. «Phys. Fluids», 1984, 26, 314
69. Berzins L. V., Casper T. A. «Phys. Rev. Lett.», 1987, 59, 1428
70. Kesner J., Post R. S., Smith D. K. et al. «Nucl. Fusion», 1982, 22, 577
71. Lane B., Post R. S., Kesner J. «Nucl. Fusion», 1987, 27, 277
72. Inutaki M. et al. «Int. Conf. Fusion Reactor Design and Technology», IAEA, Vienna, 1983, 1, 429
73. Yatsu K. and GAMMA-10 Group, GAMMA-10 Experimental Results, «Int. School of Plasma Phys.», Varenna, Italy, Sept. 1987; см. также Cho T., Kondoh T., Hirata M. «Nucl. Fusion», 1987, 27, 1421
74. Futch A. H., LoDestro L. L. Rep. UCRL-87249, 1982, LLNL, USA; см. также Devoto R. S., LoDestro L. L., Mirin A. A. «Nucl. Fusion», 1987, 27, 255
75. Wittenberg L. J., Santarius J. S., Kulcinski G. L. «Fusion Technology», 1986, 10, 167

УДК 533.951.8  
**АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЕ ОТКРЫТЫЕ ЛОВУШКИ**

**В. В. Арсенин**

**СОДЕРЖАНИЕ**

Введение	49
1. Критерий устойчивости плазмы низкого давления	51
2. Ловушки с магнитной ямой	53
2.1 Ловушка со встречными полями (касп)	53
2.2 Ловушка с кольцевым минимумом $B$	55
3. Ловушки со средней магнитной ямой	58
3.1 Стабилизация плещущимися частицами	58
3.2 Длинная ловушка с непараксиальными пробками	59
3.3 Кольцевая ловушка с плещущимися частицами	60
3.4 Ловушка со знакопеременной кривизной	60
3.5 Средний минимум $B$ в системе из двух ловушек	62
3.6 Средний минимум $B$ в пробкотроне с непараксиальной горловиной	64
3.7 Комбинация из непараксиального пробкотрона и каспа	65
4. Подавление первой моды	67
4.1 Длинная ловушка с полой плазмой и дополнительной обмоткой около оси	67
4.2 Длинная простая ловушка, соединенная с колоколообразным элементом	68
4.3 Кольцевая ловушка в горловине пробкотрона	69
4.4 Непараксиальный пробкотрон	70
4.5 Короткий пробкотрон с $\beta \sim 1$	70
5. «Почти симметричный» якорь	71
6. Баллонные эффекты. Неустойчивость на запертых частицах	72
Заключение	74
Литература	75

**ВВЕДЕНИЕ**

С появлением концепции амбиполярной ловушки [1, 2] оживился интерес к МГД-устойчивости открытых систем вообще и, в частности, поиск устойчивых аксиально-симметричных конфигураций. Аксиально-симметричные ловушки привлекательны, во-первых, с инженерной точки зрения и, во-вторых, тем, что в них отсутствуют усиленные неоклассические потери частиц, присущие, как показано в [3], длинным системам с традиционной квадрупольной геометрией стабилизаторов.

В открытых ловушках возможны две МГД-неустойчивости: желобковая, обязанная неблагоприятной кривизне магнитного

поля, и зеркальная, источником которой является анизотропия давления. При пробочных отношениях  $R \gg 2$  (только такие величины обеспечивают удовлетворительное продольное удержание) зеркальная неустойчивость развивается при  $\beta \gg 1$ , где  $\beta$  — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля. В достаточно широкой области  $\beta \ll 1$ , которая представляет реальный интерес, задача поддержания МГД-устойчивости сводится к обеспечению устойчивости относительно желобковой моды, осложненной баллонными эффектами при конечном  $\beta$ .

Стабилизация длинного аксиально-симметричного пробкотрона достигается присоединением к нему дополнительных устойчивых ячеек — «якорей». В классическом варианте амбиполярной системы [1, 2] или более простой, без амбиполярного удержания, ловушки в проекте нейтронного генератора [4] эти ячейки представляют собой ловушки с квадрупольным минимумом  $B$ . Ниже будут описаны аксиально-симметричные стабилизирующие элементы. Стабилизация происходит, если в якоре величина  $\beta/l$ , где  $l$  — характерная длина изменения магнитного поля, больше, чем аналогичное отношение  $\beta_0/l_0$  для стабилизируемого пробкотрона (рис. 1). При  $l \ll l_0$  желобковая устойчивость достигается уже при малых значениях  $\beta$  в якоре,  $\beta \ll 1$ . Если  $\beta$  в якоре  $\geq 2$  раза превосходит величину, необходимую для подавления желобков, то определяемое баллонными эффектами предельное  $\beta_0$  в стабилизируемой ловушке будет порядка единицы (хотя и меньше, чем при «жесткой» стабилизации якорем с  $\beta \sim 1$ ). Это оправдывает использование приближения  $\beta \ll 1$  на первом шаге анализа конфигураций стабилизирующих элементов.

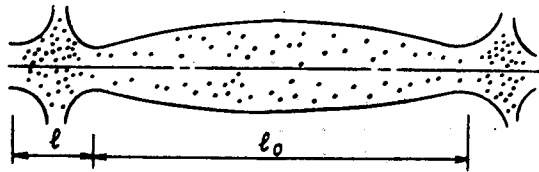


Рис. 1. Длинный пробкотрон, стабилизируемый короткими якорями (в данном случае — каспами)

Существуют два класса аксиально-симметричных открытых ловушек, в которых возможна устойчивость относительно любых желобковых возмущений: ловушки с абсолютной магнитной ямой и системы со средней магнитной ямой. Последние включают одноловушечные, в которых на каждой силовой линии есть один минимум поля, и системы из двух или более соединенных ловушек. Определенный интерес могут представлять также ловушки, МГД-устойчивые лишь относительно

крупномасштабных возмущений, например, смещения плазменного шнура как целого; мелкомасштабные же могут быть подавлены за счет кинетических эффектов вроде эффекта конечного ларморовского радиуса.

## 1. КРИТЕРИИ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

При  $\beta \ll 1$  условие МГД-устойчивости бесстолкновительной плазмы относительно электростатических желобковых возмущений  $\mathbf{E} = -\nabla(\varphi(\psi)\exp(im\theta))$ , где  $\theta$  — азимутный угол,  $\varphi$  — постоянно вдоль магнитной силовой линии, имеет вид [5]

$$\begin{aligned}
 W &= \int |\varphi|^2 \omega(\psi) d\psi \equiv \\
 &\equiv \int |\varphi|^2 \int \left\{ -\frac{\partial(p_{\perp} + p_{\parallel})}{\partial\psi} \cdot \frac{1}{B} \cdot \frac{\partial B}{\partial\psi} + (p_{\perp} + p_{\parallel}) \left( \frac{1}{B} \cdot \frac{\partial B}{\partial\psi} \right)^2 + \right. \\
 &+ m_i \int \frac{B}{v_{\parallel}} \cdot \frac{\partial F}{\partial \varepsilon} \left[ \mu^2 \left( \frac{\partial B}{\partial\psi} \right)^2 - \left( \frac{\int \frac{v_{\parallel}^2 + \mu B}{v_{\parallel}} \frac{1}{B} \cdot \frac{\partial B}{\partial\psi} ds}{\int \frac{ds}{v_{\parallel}}} \right)^2 \right] d\mu d\varepsilon \left. \right\} \times \\
 &\times \frac{d\chi}{B^2} d\psi > 0. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь  $p_{\perp}$  и  $p_{\parallel}$  — поперечное и продольное давления,  $F$  — невозмущенная функция распределения, зависящая от  $\varepsilon = v^2/2$ ,  $\mu = v_{\perp}^2/2B$  и потоковой координаты  $\psi$  ( $d\psi = Brdn$ ,  $r$  — расстояние от оси,  $dn$  — элемент длины в направлении поперек силовой линии);  $v_{\parallel} = \sqrt{2(\varepsilon - \mu B)}$ . Величины  $B$ ,  $p_{\perp}$  и  $p_{\parallel}$  являются функциями двух координат:  $\psi$  и «продольной» координаты  $\chi$ , поверхности уровня которой перпендикулярны поверхностям  $\psi = \text{const}$ , причем  $\nabla\chi = B$ , так что  $d\chi/B = ds$ , где  $ds$  — элемент длины силовой линии. Для определенности горячей компонентой считаются ионы.

Если  $|\partial \ln B / \partial \ln p| \ll 1$  и первое слагаемое в левой части (1) не близко к нулю, это условие принимает более простой вид ( $p = p_{\perp} + p_{\parallel}$ )

$$W_1 = - \int |\varphi|^2 \int \frac{\partial p}{\partial\psi} \cdot \frac{\partial B}{\partial\psi} \cdot \frac{d\chi}{B^2} d\psi > 0 \quad (2)$$

(приближение тонкой длинной плазмы), а для возмущений, локализованных по  $\psi$ , просто

$$\omega_1 = - \int \frac{\partial p}{\partial\psi} \cdot \frac{\partial B}{\partial\psi} \cdot \frac{d\chi}{B^2} > 0. \quad (3)$$

Согласно (3), слой неоднородной плазмы устойчив, если в сторону спада давления магнитное поле увеличивается

$$-\frac{\partial p}{\partial \psi} \cdot \frac{\partial B}{\partial \psi} > 0. \quad (4)$$

Выражение (1) существенно упрощается в случае, когда плазма сильно анизотропна,  $p_{\perp} \gg p_{\parallel}$ , и занимает на каждой силовой линии отрезок, много меньший характерной длины изменения поля. При этом [6, 7]

$$w = -\frac{\partial}{\partial \psi} \left( \frac{P}{B^2} \right) \frac{\partial B}{\partial \psi}, \quad (5)$$

где

$$P = \int p_{\perp} d\chi \quad (6)$$

и величина  $B$  относится к поверхности минимумов  $B$  на силовых линиях. Это выражение служит в случае сильной анизотропии аналогом известного выражения для «столкновительной» изотропной плазмы

$$w = \frac{dp}{d\psi} \cdot \frac{dU}{d\psi} + \gamma p \frac{\left( \frac{dU}{d\psi} \right)^2}{U}, \quad (7)$$

где  $U = \int ds/B$ ,  $\gamma$  — показатель адиабаты. Из (5), в частности, получается нейтрально устойчивый ( $\omega^2 = 0$ ) профиль давления  $P/B^2 = \text{const}$ . Модель сильно анизотропной плазмы полезна при поиске МГД-устойчивых конфигураций. Во многих случаях устойчивость, следующая из этой модели, подтверждается при анализе на основе точного выражения (1) с использованием разумных функций распределения. При пробочных отношениях  $R \ll 3$  хорошим приближением к функции, устанавливающейся в результате столкновений, служит

$$F = f(\varepsilon) \left( \frac{\mu}{\varepsilon} \cdot B_{\max}(\psi) - 1 \right) w(\psi). \quad (8)$$

(В пространстве скоростей  $v_{\perp} = v \sin \alpha$ ,  $v_{\parallel} = v \cos \alpha$  соответствующее распределение имеет вид  $1 - (\cos^2 \alpha / \cos^2 \alpha_0)$ , где  $\alpha_0$  — угол конуса потерь.) Для такого распределения величина  $w(\psi)$  в (1) может быть представлена в форме, указанной К. М. Лобановым,

$$w = -A \cdot \frac{d}{d\psi} \left( \frac{pG}{A} \right), \quad (9)$$

где

$$A(\psi) = \int \eta(\lambda B_{\max} - 1) d\lambda \times \\ \times \exp \left\{ \int_{\psi}^{\psi} \eta \left[ -\lambda \frac{\partial B_{\max}}{\partial \psi} + \frac{\eta}{\tau} \left( \frac{7}{2} \cdot \lambda B_{\max} - \frac{5}{2} \right) \right] d\lambda \right\} d\psi, \quad (10)$$

$$G(\psi) = \frac{5}{4\sqrt{2}} \cdot \frac{\int \eta(\lambda B_{\max} - 1) d\lambda}{\left( \frac{B_{\max}(\psi)}{B_{\min}(\psi)} - \frac{1}{6} \right) \left( 1 - \frac{B_{\min}(\psi)}{B_{\max}(\psi)} \right)^{3/2}}, \quad (11)$$

$$\eta = \oint \frac{\partial \ln B}{\partial \psi} \cdot \frac{2 - \lambda B}{\sqrt{2 - 2\lambda B}} ds, \quad \tau = \oint (2 - 2\lambda B)^{-1/2} ds,$$

интегрирование по  $\lambda$  проводится от  $1/B_{\max}(\psi)$  до  $1/B_{\min}(\psi)$ ;  $p = p_{\perp} + p_{\parallel}$  в сечении, проходящем через минимумы поля.

Поскольку, как будет видно ниже, стабилизирующие элементы имеют нередко трубчатую форму — плазма занимает некоторый слой около поверхности  $\psi = \psi_0$  — удобно использовать разложение поля в окрестности этой поверхности. Если задано

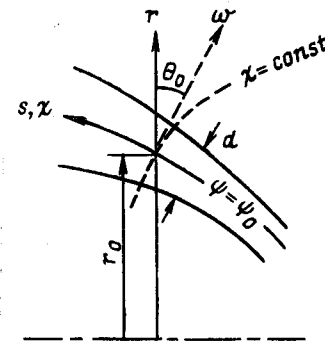


Рис. 2. Координаты, связанные с силовой трубкой (меридиональное сечение ловушки). Сплошные линии — поверхности  $\psi = \text{const}$  (силовые линии)

поле  $B_0(s)$  на силовой линии  $r_0(s)$  ( $s$  — длина вдоль линии,  $ds = d\chi/B_0$ ), принадлежащей поверхности  $\psi = \psi_0$ , то вблизи этой поверхности

$$B = B_0 - \frac{\kappa_0}{r_0} (\psi - \psi_0) + \frac{1}{2} \left( \kappa_0^2 + \frac{\kappa_0}{r_0} \cos \Theta_0 + \frac{d''}{d} \right) \frac{(\psi - \psi_0)^2}{B_0 r_0^2} + \dots \quad (12)$$

Здесь  $\kappa_0(s)$  — кривизна опорной поверхности  $\psi = \psi_0$ ,  $\Theta_0$  — угол между нормалью к этой поверхности и радиальным направлением,  $d = (r_0(s) B_0(s))^{-1}$  имеет смысл толщины силовой трубки с единичным потоком (рис. 2).

## 2. ЛОВУШКИ С МАГНИТНОЙ ЯМОЙ

### 2.1. Ловушка со встречными полями (касп)

Благодаря большой кривизне силовых линий, касп (рис. 3а, б) мог бы быть достаточно «жестким» якорем для амбиполярной системы. Проблема состоит в том, как уменьшить



потери плазмы из области вблизи нуля поля, где нет адиабатического удержания частиц и время жизни составляет всего несколько пролетных времен. В случае, когда горячей компонентой являются ионы, потери из области неадиабатичности без специальных мер по их уменьшению слишком велики, поскольку объем этой области составляет значительную долю объема всего якоря. Предложен способ уменьшения потерь соединением каспа с дополнительными — адиабатическими — ловушками, где плотность и средняя энергия ионов были бы выше, чем в каспе [8, 9]. При этом, как в амбиполярной цепочке, возникает электростатическое удержание ионов каспа. Недостатки этой схемы: дополнительные энергетические затраты на поддержание запирающих ловушек, уменьшение запаса устойчивости (поскольку плазма должна стабилизировать и дополнительные ловушки), конструктивное усложнение.

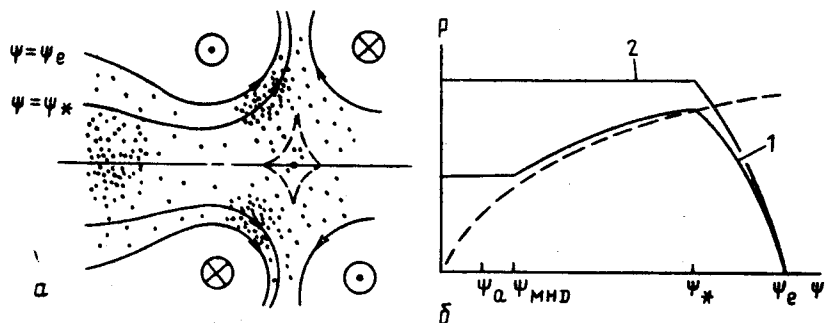


Рис. 3а, б. Якорь-касп, присоединенный к обыкновенному пробкотрону: а — картина силовых линий (пунктир — граница области адиабатичности); б — профили давлений как функций потоковой координаты (1 — в каспе, 2 — в пробкотроне, пунктир — нейтрально устойчивый профиль в каспе)

Другой подход — использование в каспе-якоре вместо горячих ионов энергичных электронов. При той же энергии объем области неадиабатичности для электронов в  $(m_i/m_e)^{3/2}$  раз меньше, чем для ионов. Примерно во столько же раз меньше и потери из этой области, поскольку как и в случае горячих ионов, вытекание происходит со скоростью порядка звуковой  $\sim p/m_i n$ . Потери из основной адиабатической части каспа будут в  $(m_i/m_e)^{1/2}$  раз больше, чем в ионном случае, но поскольку объем якоря может быть много меньше объема стабилизируемого пробкотрона, такие затраты могут оказаться терпимыми [10].

Благодаря большой кривизне силовых линий МГД-устойчивость в каспе имеет место не только при нарастающем к нулю поля давлении, но и в случае, когда давление спадает в этом направлении. Подобный эффект хорошо известен для плазмы изотропного давления и, как следует из (5), имеется

также в случае сильной анизотропии. Прделаны численные расчеты предельных устойчивых профилей давления в каспе для различных анизотропных функций распределения, моделирующих реальные распределения [11, 12]. Эти профили имеют вид  $p = \text{const} \cdot l^\alpha$ , где  $l$  — расстояние от силовой линии до точки нуля поля,  $\alpha \sim 1$ . Для максвелловской функции, обрезанной на конусе потерь, показатель  $\alpha \approx 1,3$ .

Допустимость спада давления к нулевой точке позволяет снизить затраты энергии на поддержание плазмы в неадиабатической области. Заметим, однако, что необходимая величина давления в окрестности нуля поля может определяться не положением границы адиабатичности  $l_a$ , а размером области  $l_{\text{мгд}}$ , внутри которой угловая скорость магнитного дрейфа превышает характерную частоту желобковых колебаний, так что нарушаются условия применимости МГД-приближения, и предельный профиль не может быть найден исходя из этого приближения. Величина  $l_{\text{мгд}}$  зависит — из-за уменьшения частоты колебаний благодаря инерции ионов «присоединенной» плазмы — от того, имеем ли мы дело с отдельным каспом или с каспом вместе со стабилизируемой системой; во втором случае  $l_{\text{мгд}}$  больше. Устойчивость, конечно, обеспечена, если в области  $l < l_{\text{мгд}}$  распределение близко к равновесному, больцмановскому. Затраты на поддержание плазмы зависят при этом от того, на каком расстоянии от нуля поля происходит переход от спадающего предельного профиля к постоянному больцмановскому.

Заметим также, что в каспе, соединенном с другой ловушкой, предельный профиль давления, вообще говоря, отличается от предельного профиля для отдельного каспа, поскольку частицы, запертые в каспе, и частицы, проводящие в нем лишь некоторую долю времени, по-разному испытывают действие сильной кривизны: для этих двух типов частиц существенно различаются баунс-периоды в знаменателе второго слагаемого в квадратных скобках в (1).

## 2.2. Ловушка с кольцевым минимумом $B$

При  $\kappa_0 = 0$  (такая ловушка показана на рис. 4) для устойчивости, согласно (3), (12), достаточно (полагаем  $\Theta_0 = \pi/2$ )

$$\omega_1 = -\psi \int \frac{\partial p}{\partial \psi} \cdot \frac{d''}{d} \cdot \frac{ds}{B_0^2 r^2} > 0. \quad (13)$$

Здесь  $B_0(r)$  — поле в экваториальной плоскости ловушки, от которой отсчитывается  $\psi$ . Для естественных распределений давления с максимумом в этой плоскости ( $\psi \partial p / \partial \psi \leq 0$ ), неравенство (13) требует, чтобы по крайней мере в части ловушки выполнялось условие

$$d'' > 0. \quad (14)$$

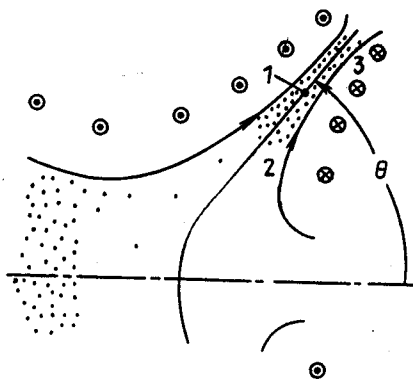


Рис. 4

Рис. 4. Ловушка Андреолетти-Фюрта, соединенная с простым пробкотроном: 1 —  $\min B$ ; 2, 3 — пробки

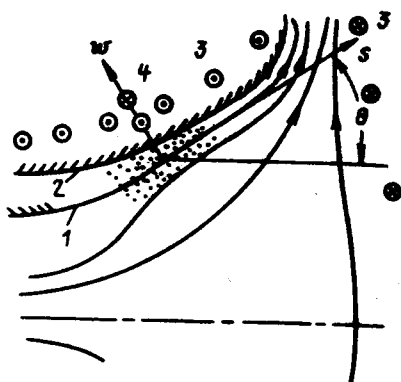


Рис. 5

Рис. 5. Ненулевой кольцевой минимум  $B$  в каспе:

1 — спрямленная на участке, где находится «продольный» минимум поля ( $s=0$ ), силовая линия в каспе с коническим кожухом (частично заштрихован); 2 — силовая линия поля, получающегося при продолжении поля наружу через границу 1 с использованием разложений типа (12) (отодвигание кожуха); 3 — набор проводников, эквивалентный кожуху 2; 4 — дополнительные проводники, обеспечивающие выпуклость внешних силовых линий к точке  $s=0$ ,  $w=0$

Это условие имеет наглядный смысл: силовые линии должны быть вогнуты в плазму. В случае, когда  $d'' > 0$  всюду в плазме, можно говорить, что имеется магнитная яма. Подобная ловушка с вогнутыми силовыми линиями получила название ловушки Андреолетти—Фюрта [13, 14].

Условие существования магнитной ямы  $(1/rB_0)'' > 0$  чувствительно к продольному профилю магнитного поля  $B_0(s)$ . Оно, очевидно, выполняется для бесконечно слабых пробок ( $B_0(s) \approx \text{const}$ ) и нарушается при достаточно большом пробочном отношении  $R$ , когда силовые линии в ловушке становятся выпуклыми. Критическая величина  $R_c$  и глубина поперечной ямы, имеющейся при  $R < R_c$ , зависят от поведения поля между пробками. Если, в частности, при  $\Theta_0 = \pi/2$  величина  $B_0(r)$  имеет квадратичный ход с минимумом в точке  $r_0$ , а расстояние между пробками  $2\delta r \ll r_0$ , то из (14) получается ограничение на пробочное отношение  $R < R_c = 1 + (\delta r/r_0)^2$ . Численные расчеты устойчивости плазмы в ловушке, в которой  $r_0$  составляет примерно 2,5 радиуса горловины, соединяющей ловушку со стабилизируемым пробкотроном, а расстояние между пробками  $\approx 0,5 r_0$ , дают  $R - 1 \sim 10^{-2}$  [15]. Заметим, что получить кольцевой минимум  $B$  при существенно меньших  $r_0$  не удастся (так как поле в каспе, на периферии которого формируется нужная ловушка, падает к имеющемуся на оси нулю), так что конфигурация Андреолетти с такими параметрами является максимально компактной. Поскольку  $\psi_1$  уменьшается с уда-

лением минимума  $B$  от оси (фактор  $r^{-2}$  под интегралом), именно компактные конфигурации должны были бы представлять наибольший интерес как стабилизаторы. Однако, как видно, они неудовлетворительны с точки зрения продольного удержания.

При переходе к длинным ловушкам с  $\delta r \sim r_0$ , т. е. к ловушкам, удаленным от оси, специальным выбором поля  $B_0(r)$  величина пробочного отношения, совместимого с устойчивостью, может быть сделана  $\geq 2$ . Однако при этом, благодаря упомянутому множителю  $r^{-2}$ , величина  $\psi_1$  (запас устойчивости, который может быть использован для стабилизации присоединенного пробкотрона) мала. Таким образом, ловушка с кольцевой магнитной ямой мало пригодна как стабилизирующий якорь для цепочки простых пробочных ловушек. Однако она может быть эффективным стабилизатором для полой системы, в которой основная стабилизируемая ловушка удалена от оси (благодаря чему ее отрицательный вклад в  $\psi_1$  уменьшен).

Удаленность минимума поля от оси в ловушке Андреолетти—Фюрта связана с тем, что эта ловушка формируется на радиальной периферии каспа. Минимум  $B$  возможен, однако, и в естественной геометрии, например, «внутри» каспа, до кольцевой пробки [16]. Каким образом нужно деформировать обычную ловушку-касп, чтобы получить в ней ненулевой минимум поля, показано на рис. 5. Удобно полагать, что поле заключено в идеально проводящий кожух. Пусть в части, прилегающей к поверхности минимумов поля вдоль силовых линий, кожух сделан коническим, так что крайняя силовая линия 1 в окрестности минимума поля на ней прямая. Если линия 1 гладкая, то кожух может быть отодвинут от оси в положение 2 с сохранением на линии 1 поля, близкого к тому, какое было до перемещения кожуха. Возможны две ситуации. Если в точке «продольного» минимума  $(r_0, z_0)$  величина  $\partial^2 B / \partial \psi^2 > 0$ , то уже есть магнитная яма. Если же  $B$  имеет в этой точке максимум по  $\psi$ , тогда надо исправить ход поля по  $\psi$ , добавив проводники 4. Задача заключается в том, чтобы не разрушить при этом продольный минимум. Цель достигается, если проводники 4 находятся на расстояниях  $\sim \sqrt{\epsilon r_0}$  ( $\epsilon \ll 1$ ) от точки  $(r_0, z_0)$  и создают меняющееся на длине  $\sim \sqrt{\epsilon r_0}$  поле  $\delta B$ , компонента которого по касательной  $s$  к силовой линии 1 основного поля имеет разложение

$$\delta B_s = \delta B_s^{(0)} + \frac{c}{2} \cdot b (\omega^2 - s^2), \quad (15)$$

где  $\delta B_s^{(0)} \sim \epsilon b$ ,  $b$  — значение основного поля в точке  $(r_0, z_0)$ . Магнитная яма возникает, если

$$\frac{b''}{b} - \frac{2}{r_0^2} \sin^2 \Theta < c < \frac{b''}{b}, \quad (16)$$

штрих означает производную по  $s$ .

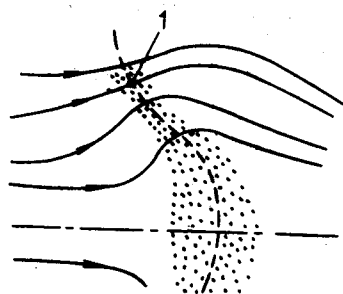


Рис. 6. Схематическое изображение пробкотрона без экваториальной симметрии, в котором вблизи поверхности продольных минимумов (пунктир) величина  $\partial V/\partial \psi < 0$  в приосевой части и  $\partial V/\partial \psi > 0$  на периферии, начиная с точки 1

Расчет конкретные конфигурации описанного типа с указанием предельных пробочных отношений и глубины ямы пока не выполнено. Очевидный его недостаток, как и у ловушки Андреолетти—Фюрта, — малая толщина плазмы. Наибольший интерес представляла бы конфигурация, в которой ненулевой минимум поля вдоль силовой линии есть и на оси (рис. 6). При этом устойчивы профили давления с максимумом на линии кольцевого  $\min B$ . Градиент давления, рассредоточенный в магнитном потоке, который заключен между этой линией и осью, может быть использован для стабилизации пробкотрона с тем же потоком и естественным, плавно спадающим по радиусу давлением.

### 3. ЛОВУШКИ СО СРЕДНЕЙ МАГНИТНОЙ ЯМОЙ

Если при движении вдоль силовой линии на границе плазмы кривизна знакопеременна, вклады участков благоприятной или неблагоприятной кривизны зависят от распределения давления вдоль поля. Устойчивость (в этом случае говорит о стабилизации средним минимумом  $B$ ) получается при достаточно большом давлении на вогнутом участке.

#### 3.1. Стабилизация плещущимися частицами

Устойчивость возможна уже в простой ловушке, где силовые линии имеют благоприятную кривизну вблизи пробки, при условии, что давление имеет около пробки достаточно острые максимумы (рис. 7). Поскольку поддержанию такого распределения препятствует кулоновское рассеяние, то ионы в этой популяции должны иметь энергию много больше  $(m_i/m_e)^{1/3} T_e$ , где  $T_e$  — температура электронов, с тем чтобы охлаждение на

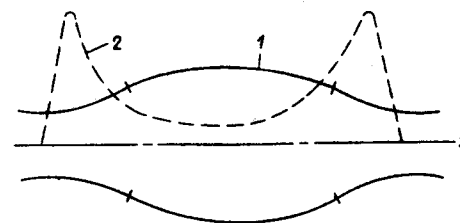


Рис. 7. МГД устойчивый пробкотрон с плещущимися частицами: 1 — меридиональное сечение (разграничены участки силовой линии с разными знаками кривизны); 2 — профиль давления  $p = p_{\perp} + p_{\parallel}$

электронах шло быстрее рассеяния. Нужное отношение  $E_i/T_e$  зависит от конкретного хода поля вдоль оси. Первоначальные расчеты [17] давали при температуре  $T_e = 50$  кэВ необходимую для стабилизации энергию плещущихся ионов 50 МэВ. Оптимизация профиля магнитного поля позволяет снизить  $E_i$  примерно вдвое [18]. Существенно уменьшить  $E_i$  можно было бы, как показано в [18], искусственным обострением углового распределения плещущихся ионов при использовании откачки частиц, испытавших рассеяние.

#### 3.2. Длинная ловушка с непараксиальными пробками

Если поле в пробке не имеет экваториальной симметрии, причем происходит быстрое расширение потока за горловиной, то поверхность максимумов поля оказывается смещенной из горловины [19] (рис. 8а). В случае, если горловина непараксиальная, т. е. характерный размер изменения поля сравним с радиусом, величина этого смещения может быть (на радиальной периферии) порядка радиуса. При достаточно большом давлении за горловиной внешняя граница плазмы будет устойчивой. Устойчиво, в частности, распределение, обогащенное плещущимися частицами настолько, что давление постоянно вдоль силовой линии вплоть до пробки [19] (рис. 8б). По-

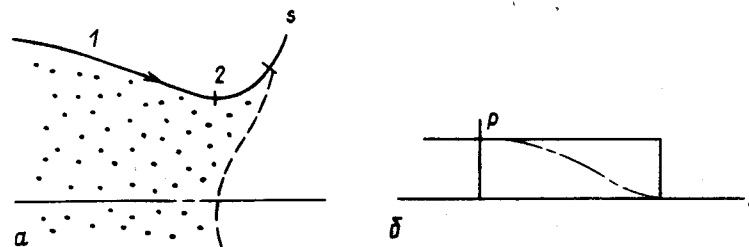


Рис. 8а, б. Пробкотрон с непараксиальной пробкой. Пунктир — поверхность максимумов поля. Показано распределение давления, гарантирующее устойчивость (штрих-пунктир — естественное, не обогащенное плещущимися частицами распределение)

казано также [20], что в случае, когда кривизна внешней силовой линии за горловиной (участок 2) много больше, чем перед горловиной (участок 1), что возможно для длинной ( $L \gg r$ ) ловушки, стабилизация внешней границы достижима и для естественных (плавно спадающих по углу в пространстве скоростей к конусу потерь) распределений. Возникает, однако, вопрос об устойчивости обращенной к оси границы, образуемой поверхностью максимумов  $B$  за пробкой. Кривизна поля на этой границе не благоприятна. Её эффект может быть компенсирован, если в области между горловиной и поверхностью максимумов  $B$  давление растет к оси достаточно быстро. Не выяснено, существуют ли устойчивые профили  $p$  без особенностей.

### 3.3. Кольцевая ловушка с плещущимися частицами

Конфигурация показана на рис. 9. Положительный вклад области благоприятной кривизны в приосевой пробке в потенциальную энергию возмущения  $w$  усилен (множитель  $r^{-2}$  в интеграле (13)). Поэтому при не слишком малом давлении плазмы в приосевой пробке ловушка в целом оказывается устойчи-

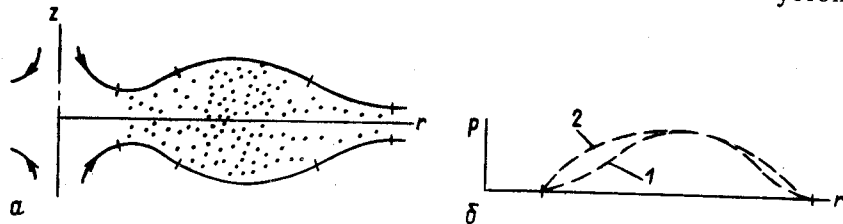


Рис. 9а, б. Кольцевая ловушка, стабилизируемая небольшим количеством плещущихся частиц:  
а — меридиональное сечение; б — профили давления (1 — естественный, 2 — с увеличенным числом частиц, испытывающих отражение от приосевой пробки)

чивой. Как показано в [21], достаточное для устойчивости отношение давлений около пробки и в области минимального поля достигается при небольшом обогащении естественного, устанавливающегося в результате кулоновских соударений распределения небольшим числом плещущихся частиц, испытывающих отражение около пробки.

Недостаток данной схемы — наличие сильного, не используемого для удержания плазмы поля на оси, к которой собирается весь магнитный поток, заключенный в ловушке.

### 3.4. Ловушка со знакопеременной кривизной [14]

Для того, чтобы выделить класс профилей давления, для которого возможна устойчивость в конфигурациях со знакопеременной кривизной, ограничимся случаем, когда ловушка вы-

тянута вдоль оси, так что кривизна силовых линий много меньше  $r^{-1}$ . Используем критерий (2), получающийся из (1) в пренебрежении квадратичными по кривизне слагаемыми, и разложение (12) для поля в окрестности некоторой поверхности  $\psi = \psi_0$ . При этом (2) сводится к

$$w = \int \frac{\partial p}{\partial \psi} \cdot \left[ \frac{x_0}{r_0} - \left( \frac{x_0}{r_0} + \frac{d''}{d} \right) \cdot \frac{(\psi - \psi_0)}{B_0 r_0^2} \right] \cdot \frac{ds}{B_0^2} > 0 \quad (17)$$

(учтено, что в вытянутой ловушке  $\cos \theta_0 \approx 1$ ). Потребуем, чтобы с точностью  $\Delta^2/r_0^2$ , где  $\Delta$  — толщина плазмы, старший, не содержащий  $\psi - \psi_0$ , член в (17) занулялся:

$$\int \frac{x_0}{r_0} \cdot \frac{p_{\perp} + p_{\parallel}}{B_0^2} ds = 0. \quad (18)$$

Тогда для устойчивости будет достаточно

$$(\psi - \psi_0) \int \left( \frac{x_0}{r_0} + \frac{d''}{d} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \psi} (p_{\perp} + p_{\parallel}) \cdot \frac{ds}{B_0^2 r_0^2} < 0. \quad (19)$$

При естественных распределениях давления, таких что  $(\psi - \psi_0) \times \partial(p_{\perp} + p_{\parallel})/\partial\psi \leq 0$ , неравенство (19) выполняется, если у приосевого конца

$$\frac{x_0}{r_0} + \frac{d''}{d} > 0 \quad (20)$$

(вклад удаленного от оси конца меньше (благодаря множителю  $r_0^{-2}$  в подинтегральном выражении в (19)).

В короткой ловушке устойчивости добиться не удастся. Это связано с тем, что поверхности нулевой кривизны и «продольных» минимумов поля не совпадают, так что с удалением от поверхности  $\psi = \psi_0$ , где выполнено условие (18), максимум давления на силовой линии смещается в область неблагоприятной кривизны (см. рис. 10) и (17) нарушается. Реально, как

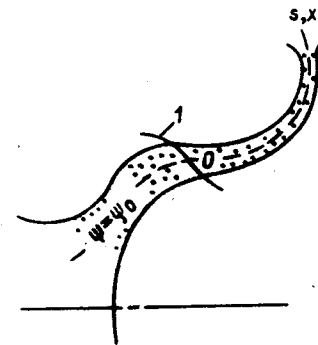


Рис. 10. Колоколообразная ловушка со средней магнитной ямой: 0 — положение минимума поля на линии  $\psi = \psi_0$ , 1 — поверхность минимумов

показывают численные расчеты с использованием полного критерия (1), выполненные К. М. Лобановым, устойчивость получается при отношении длины ловушки к среднему радиусу больше десяти. Ввиду малости кривизны, запас устойчивости такой ловушки мал.

### 3.5. Средний минимум $B$ в системе из двух ловушек

Вклад, который вносит в интеграл  $\omega$  не зависящее от  $\psi - \psi_0$  слагаемое в  $\partial B / \partial \psi$ , можно сделать равным нулю и при большой кривизне ( $|\kappa| r \gg 1$ ), если на силовой линии есть два минимума поля и знаки кривизны в окрестностях этих минимумов разные. Пример такой системы, состоящей из ловушек 1, 2 [22], дан на рис. 11а, а распределение давления вдоль силовой линии показано на рис. 11б. Отношение давлений анизотропной плазмы, заполняющей ловушки 1, 2, является дополнительным параметром, подбором которого удается удовлетворить равенству типа (18).

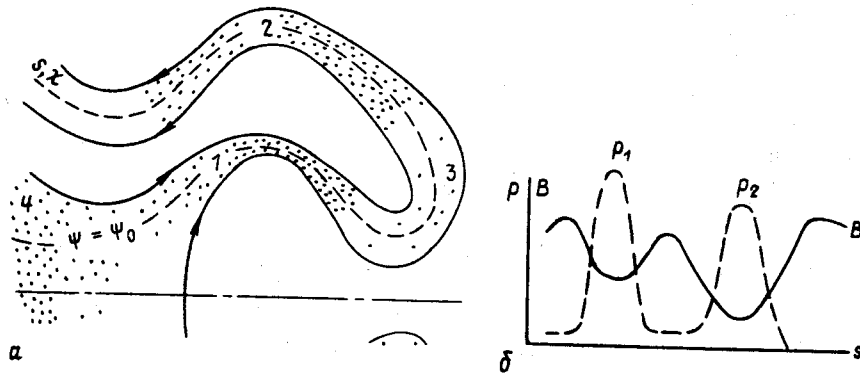


Рис. 11а, б. Система из двух ловушек (1, 2) со средним минимумом  $B$ : а — картина силовых линий (3 — соединительная плазма, 4 — присоединенный пробкотрон) б — распределения поля и давления вдоль силовой линии. В ловушке 1 величина  $\cos \Theta_0$  и кривизна  $\kappa_0$  положительны, в элементе 2 —  $\kappa_0 \cos \Theta_0 < 0$

Рассмотрим для простоты случай сильной анизотропии  $p_{\perp} \gg p_{\parallel}$ , когда потенциальная энергия желобкового возмущения дается выражением (5). Тогда в качестве достаточных условий устойчивости будем вместо (18), (19) иметь

$$\sum_{1,2} \frac{\kappa_0}{r_0} \cdot \frac{P}{B^3} = 0 \quad (21)$$

с точностью не хуже  $\Delta^2 / r_0^2$  (это равенство определяет отношение давлений в ловушках) и

$$-(\psi - \psi_0) \sum_{1,2} \frac{1}{B_0 r_0^2} \left( \frac{d''}{a} + \frac{\kappa_0}{r_0} \cos \Theta_0 + \kappa_0^2 \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \psi} \left( \frac{P}{B^3} \right) > 0. \quad (22)$$

При  $(\psi - \psi_0) \cdot \frac{\partial}{\partial \psi} (P/B^3) \leq 0$  вклад ловушки 1 или 2 в (22) положителен, если в ней

$$g = \frac{d''}{a} + \frac{\kappa_0}{r_0} \cos \Theta_0 + \kappa_0^2 > 0. \quad (23)$$

Отдельные слагаемые в левой части (21) допускают простую интерпретацию. Величина  $d''$  положительна, если силовая трубка расширяется к концам (это совместимо с существованием пробок, если концы отогнуты достаточно круто к оси). Стабилизирующее влияние расширения силовой трубки можно рассматривать как проявление «скрытой» вогнутости, действие же общего изгибания трубки в ловушке компенсируется при выполнении (21) кривизной противоположного знака в другой ловушке. Член  $(\kappa_0 / r_0) \cos \Theta_0$  обязан цилиндрической геометрии (исчезает при переходе к геометрии плоского слоя  $r \rightarrow \infty$ ): фигурирующая в  $\omega$  величина  $\partial B / \partial \psi = -\kappa / r$  содержит явно радиус, так что, например, при одинаковой кривизне соседних силовых линий в ячейке 1 на рис. 11 производная  $\partial^2 B / \partial \psi^2 > 0$ . Слагаемое  $\kappa_0^2$  существенно при большой кривизне  $\kappa_0 r_0 \gg 1$  и не исчезает при переходе к плоской геометрии; в последней его происхождение прослеживается как результат убывания кривизны поля прямого тока с удалением от проводника.

В зависимости от того, положительна ли величина  $g$  в обеих ловушках или только в одной, различаются две ситуации. В первом случае обе ловушки являются стабилизирующими; во втором роль ячейки, в которой  $g < 0$ , сводится лишь к компенсации общей кривизны другого элемента. В комбинации, показанной на рис. 11, стабилизирующие обе ловушки 1, 2, поскольку для каждой все три слагаемые в  $g$  положительные. Система может быть упрощена заменой ловушки 1 на простой пробкотрон, для которого  $g_1 < 0$ , так что он служит только компенсирующим элементом. При этом при фиксированной амплитуде возмущения  $\phi$  величина  $W$  (т. е. запас устойчивости) будет меньше, чем для системы рис. 11.

Численные расчеты (проведенные К. М. Лобановым, Л. В. Михайловской, А. А. Сквородой и А. Г. Щербаковым) с использованием исходного критерия (1) и распределений (8) подтверждают существование устойчивых (причем с достаточно большим запасом), конфигураций, состоящих из обыкновенного пробкотрона и ловушки типа 2.

На рис. 12 показан пример системы со средним  $\min B$ , состоящей из ловушек большой кривизны  $|\kappa_0| r_0 \gg 1$  [23]. В этом случае условие положительности  $g$  (в которой существенны только первое и третье слагаемые) сводится к

$$\kappa_0^2 + B_0 (1/B_0)'' > 0, \quad (24)$$

где штрих означает производную по длине  $s$ , отсчитываемой



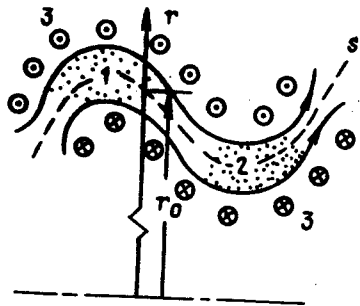


Рис. 12. Система со средней магнитной ямой из двух ловушек большой кривизны

вдоль силовой линии  $\psi = \psi_0$ . Неравенство (24) накладывает ограничение на пробочное отношение.

Основная трудность в реализации конфигурации со средним  $\min B$  из двух ячеек состоит в необходимости поддерживать определенное отношение давлений в ловушках 1, 2; она связана с тем, что скорости потерь заранее не известны. Заметим, что ошибка в  $p_2/p_1$  допускается тем большая, чем выше  $\Delta/r_0$ . Запас устойчивости также растет с  $\Delta/r_0$ , так что выгодно иметь «толстую» плазму.

### 3.6. Средний минимум $B$ в пробкотроне с непараксиальной горловиной

Описанные в п. 5 конфигурации включали элементы, образованные с участием проводников, которые находятся между плазмой и осью. На рис. 13 приведена система со средним минимумом  $B$  без таких проводников. Она представляет собой пробкотрон 1, в горловине которого, на ее радиальной периферии, сформирована непараксиальная ловушка 2 с  $g > 0$ .

Поиск подобных элементов удобно проводить, анализируя поведение поля в направлении поперек силовых линий. Предполагая экваториальную симметрию, можно записать условие существования в плоскости симметрии  $z=0$  минимума на силовой линии и требование  $\partial^2 B / \partial \psi^2 > 0$  (т. е.  $g > 0$ ) в виде [7, 24]

$$\frac{1}{B} \left( \frac{dB}{dr} \right)^2 + \frac{1}{r} \cdot \frac{dB}{dr} < \frac{d^2 B}{dr^2} < \frac{2}{B} \left( \frac{dB}{dr} \right)^2 - \frac{1}{r} \cdot \frac{dB}{dr}, \quad (25)$$

где  $B(r)$  — поле при  $z=0$ . В случае  $kr \gg 1$  неравенства (25) переходят в

$$\frac{1}{B} \left( \frac{dB}{dy} \right)^2 < \frac{d^2 B}{dy^2} < \frac{2}{B} \left( \frac{dB}{dy} \right)^2, \quad (26)$$

где  $y$  — заменяющая радиальную декартова координата.

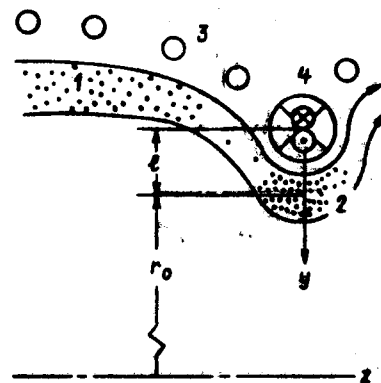


Рис. 13. Пробкотрон с дополнительной ловушкой с противоположным знаком кривизны в горловине, 1 — слой плазмы в пробкотроне; 2 — ловушка на радиальной периферии горловины; 3 — катушки поля пробкотрона; 4 — проводники, создающие ловушку 2

Условием (26) удовлетворяет, например, при подходящих отношениях  $b_1/b_0$  и  $b_2/b_0$  сумма полей

$$B = b_0 + b_1 \frac{l}{y} + b_2 \left( \frac{l}{y} \right)^2 \quad (27)$$

(однородное плюс поле проводников, расположенных на расстоянии  $l \ll r$  от некоторой силовой линии, как показано на рис. 13).

### 3.7. Комбинация из непараксиального пробкотрона и каспа

Особенность этой системы, состоящей из простейших элементов (рис. 14 а, б), в том, что каждый из них устойчив относительно глобальной моды  $m=1$ ,  $\varphi \propto \psi^{1/2}$  (см. следующий раздел). Покажем, что из этого факта вытекает устойчивость соединенных ловушек относительно всех желобковых возмущений [25].

Для простоты будем полагать, что профили давления в элементах 1, 2 таковы, что внутри слоя плазмы имеется нейтральная устойчивость  $\omega^2 = 0$ , т. е.  $\omega_1$  и  $\omega_2$  обращаются в нуль. У границ в узких интервалах  $\delta\psi$  линейного спада давления, величины  $\omega_{1,2} \neq 0$ , причем в пробкотроне на внешней ( $ex$ ) границе  $\omega_{1ex} < 0$ , а на внутренней  $\omega_{1in} > 0$ ; в каспе, напротив,  $\omega_{2ex} > 0$ , а  $\omega_{2in} < 0$ . Из устойчивости ловушек 1, 2 относительно первой моды, в которой  $\varphi^2 \propto \psi$  следует (поскольку  $W = \int |\varphi|^2 \omega(\psi) d\psi$ ), что

$$|\omega_{1ex}| < \frac{\psi_{in}}{\psi_{ex}} \omega_{1in}, \quad |\omega_{2in}| < \frac{\psi_{ex}}{\psi_{in}} \omega_{2ex}. \quad (28)$$

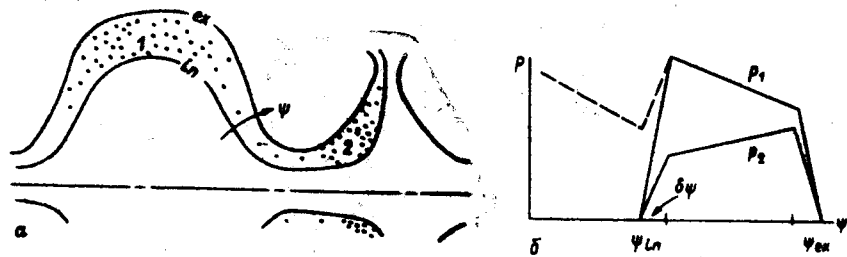


Рис. 14а, б. Система со средней магнитной ямой из круглого пробкотрона и адиабатической области каспа:

а — картина силовых линий, б — поперечные профили давления (модель с резкими границами). Пунктир — профиль  $p_1$  при использовании запаса устойчивости слоя ( $\psi_{in}, \psi_{ex}$ ) для заполнения сердцевинки ловушки 1.

Подберем отношение давления в ячейках 1, 2 так, чтобы внешняя граница полной системы была едва устойчивой:  $|\omega_{1ex}| \approx \omega_{2ex}$ . Тогда из (28) находим, что внутренняя граница устойчива с запасом:

$$\omega_{1in} + \omega_{2in} > 0. \quad (29)$$

Далее небольшим увеличением давления в каспе можно при сохранении устойчивости внутренней границы сделать  $\omega_{1ex} + \omega_{2ex} > 0$ .

Приведенные примеры не исчерпывают класс конфигураций со средним минимумом  $B$ . Для отыскания подобных конфигураций полезно представление  $w$  в виде  $w = -\sum_{1,2} A(\psi) \cdot \frac{d}{d\psi} (pG/A)$

(справедливое, в частности, для функции распределения (8)). При этом решение вопроса об устойчивости сводится к сравнению наклонов кривых  $A_{1,2}(\psi)$  (пример ловушек с такими знаками кривизны, как на рис. 14, разобран на рис. 15а,б,в,г), а согласованные профили давлений получаются приравниванием величин  $pG/A$ .

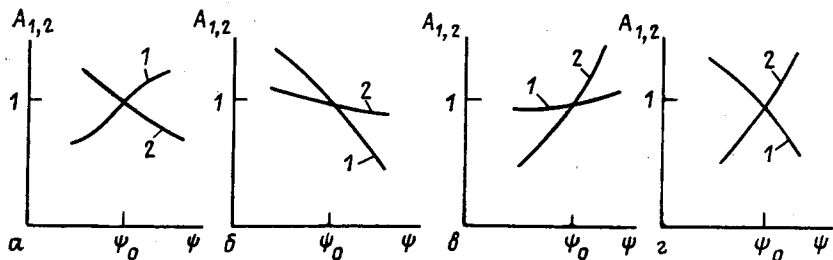


Рис. 15. Поведение величин  $A_{1,2}(\psi)$  (кривые 1 —  $|A_1|$ , 2 —  $A_2$ ) в системе типа показанной на рис. 14, где  $\partial B/\partial\psi < 0$  в ловушке 1 и  $\partial B/\partial\psi > 0$  в ячейке 2: а — средний минимум  $B$  недостижим (неблагоприятная кривизна на границе  $\psi_{ex}$  в ловушке 1 или/и на границе  $\psi_{in}$  в ловушке 2 слишком велика); б — устойчивость возможна, причем основной вклад в среднюю яму дает ловушка 1, а ловушка 2 — компенсатор; в — элемент 2 — стабилизатор, ловушка 1 — компенсатор; г — обе ловушки дают вклад в среднюю яму

#### 4. ПОДАВЛЕНИЕ ПЕРВОЙ МОДЫ

Если длина стабилизируемой простой ловушки  $l_0 \geq a^2/\rho$ , где  $a$  — радиус плазмы,  $\rho$  — средний ларморовский радиус ионов, то мелкомасштабные желобковые моды подавлены эффектом конечного ларморовского радиуса. Предотвращение раскачки остающихся нескольких крупномасштабных мод (в пределе  $l_0 \ll a^2/\rho$  — одной) представляет более простую задачу, чем «полная» МГД-стабилизация, и достижимо с помощью относительно простых устройств.

Будем рассматривать для определенности «первую» моду — смещение плазмы в стабилизируемой простой ловушке как целого. Такому смещению отвечает возмущение электрического потенциала  $\phi \propto r \exp(i\theta)$ ,  $\theta$  — азимутальный угол. Поскольку в простом пробкотроне  $r \propto \psi^{1/2}$ , где  $\psi$  отсчитывается от оси, а желобковое возмущение потенциала постоянно вдоль магнитного поля, то на каждой силовой линии  $\phi^2 \propto \psi$ , и критерий устойчивости (1) принимает для данной моды вид

$$\int \psi w(\psi) d\psi > 0. \quad (30)$$

В случае тонкой плазмы условие устойчивости (30) запишется как

$$-\int \psi \int \frac{\partial p}{\partial \psi} \cdot \frac{\partial B}{\partial \psi} \cdot \frac{dx}{B^2} d\psi > 0. \quad (31)$$

В интегралы (30), (31) вносят вклад, причем с определенным весом, равным  $\psi$ , все магнитные поверхности, на которых есть плазма. Если в некоторой части системы плазма имеет две границы по  $\psi$ , то одна из них (вогнутая в плазму) дает положительный вклад, пропорциональный  $B^{-3} \partial B/\partial \psi$ . Данная величина зависит от расположения проводников с токами вне плазмы. В случае тонкой плазмы, когда из двух сомножителей в  $B^{-3} \partial B/\partial \psi$  наиболее существенно поведение  $\partial B/\partial \psi$ , можно указать, в частности, две схемы подавления первой моды.

##### 4.1. Длинная ловушка с полой плазмой и дополнительной обмоткой около оси

В простой (без приосевой обмотки) ловушке с компонентами поля

$$B_z = b - \frac{1}{4} b'' r^2 + \dots, \quad (32)$$

$$B_r = -\frac{1}{2} b' r + \dots,$$

где  $b(z)$  — поле на оси, полая плазма не устойчива относительно смещения как целого, так как величина  $|\psi \partial B/\partial \psi|$  на внутренней границе с благоприятной кривизной меньше, чем на внешней. Роль приосевой обмотки (рис. 16) состоит в созда-

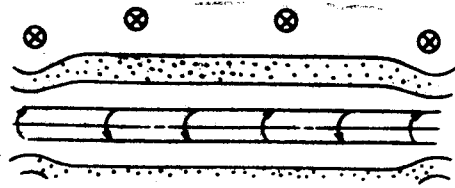


Рис. 16. Пустой пробкотрон с присоединенной обмоткой

нии дополнительного поля, нарастающего за внутренней границей плазмы,

$$\delta B_z = f'(z) \ln \frac{r}{L} + \dots, \quad (33)$$

$$\delta B_r = f(z) \cdot \frac{1}{r} + \dots,$$

где  $f(z)$  — определяется силой тока и плотностью (меняющейся на характерном размере  $L$ ) катушки. При достаточно большой  $f$  (существенна величина  $\bar{f}^2$ , черта означает усреднение по длине), когда  $\delta B_r$  становится сравнимой с радиальной составляющей поля основных катушек ( $\sim b'r$ ), плазма приобретает устойчивость относительно первой моды: магнитный барьер оказывается столь крутым, что для того чтобы внутренний край плазмы забрался на него, требуется больше энергии, чем высвобождается при том же смещении на внешней границе [26].

#### 4.2. Длинная простая ловушка, соединенная с колоколообразным элементом

Стабилизирующее действие оказывает магнитный барьер за «внешней» границей колоколообразной плазмы. Представим поле около этого максимума ( $\psi = \psi_*$ ) двумя членами разложения по  $\psi - \psi_*$ :

$$\frac{\partial B}{\partial \psi} = \frac{\partial^2 B}{\partial \psi^2} \Big|_{\psi = \psi_*} (\psi - \psi_*), \quad (34)$$

находим, что интеграл (28) положителен, если границы слоя  $\psi_{in} < \psi < \psi_{ex} < \psi_*$ , занимаемого плазмой, удовлетворяет условию [27]

$$\psi(\psi_* - \psi) \Big|_{in}^{ex} > 0. \quad (35)$$

Оно выполняется, например, если  $\psi_{ex} \approx \psi_*/2$ , а  $\psi_{in} \leq \psi_{ex}/2$ . Стабилизацию можно пояснить следующим образом. В колоколообразном элементе (рис. 17 а, б), где силовые линии отогнуты от оси, так что при фиксированном  $\chi$  расстояние от магнитной поверхности до оси практически не зависит от  $\psi$ , азимутальное электрическое поле  $im\phi/r$ ,  $m=1$ , в возмущении с  $\phi \propto \psi^{1/2}$  про-

порционально  $\psi^{1/2}$ . Смещение  $\xi_\psi = cE/i\omega B$  на «внешней» границе, где плазма встречает магнитный барьер, больше, чем на выпуклой внутренней. При выполнении (35) эта разница обеспечивает положительность потенциальной энергии  $W$ , несмотря на то, что на выпуклой границе кривизна больше.

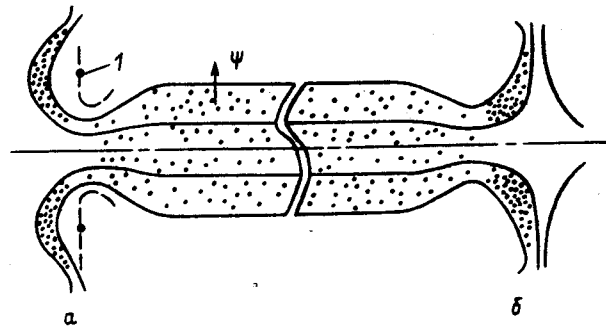


Рис. 17. Длинный пробкотрон, соединенный:  
а — с дискообразной ловушкой ( $I$  — положение максимумов  $B$ ), б — с адиабатической областью каспа

Благодаря большой кривизне магнитного поля ( $\chi r \gg 1$ ) устойчивым относительно первой моды может стать и слой плазмы в адиабатической области каспа (для изотропного распределения это показано в [28], для анизотропного типа (8) — в [25]).

#### 4.3. Кольцевая ловушка в горловине пробкотрона

В разделе 3 был приведен пример конфигурации со средним  $\min B$ , включающей простой пробкотрон и кольцевую ловушку на радиальной периферии его горловины (рис. 13). Для трубчатой плазмы имеет место устойчивость относительно всех желобковых мод. В случае, когда ловушка 1 заполнена плазмой целиком и давление спадает от оси, эта конфигурация устойчива при достаточно большом давлении плазмы в ловушке 2 относительно первой моды.

Для доказательства рассмотрим выражение для потенциальной энергии смещения плазмы в кольце 2 при  $r_\perp \gg r_1$  (см. (5)):

$$W = -\nu \int \psi \cdot \frac{\partial B}{\partial \psi} \cdot \frac{\partial}{\partial \psi} \left( \frac{P}{B^2} \right) d\psi, \quad (36)$$

где  $\nu$  — положительная константа. Интегрируя по частям, получаем  $W = \nu \int \left( \frac{\partial B}{\partial \psi} + \psi \cdot \frac{\partial^2 B}{\partial \psi^2} \right) \cdot \frac{P}{B^2} d\psi > 0$ , поскольку в ловушке 2 величины  $\frac{\partial B}{\partial \psi}$  и  $\frac{\partial^2 B}{\partial \psi^2}$  положительны.

#### 4.4. Непараксиальный пробкотрон

Как показано в [29, 7], существуют крутые пробкотроны (рис. 18), в которых некоторый слой  $\Delta\psi$  устойчив относительно первой моды. В случае сильной анизотропии, когда  $W$

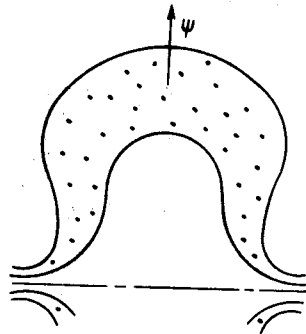


Рис. 18. Слой, устойчивый против первой моды, в крутом пробкотроне

дается выражением (36), это означает, что в данном слое  $\frac{\partial^2 V}{\partial \psi^2} > \psi^{-1} |\frac{\partial V}{\partial \psi}|$  (в отличие от предыдущего примера, производная  $\frac{\partial V}{\partial \psi} < 0$ , т. е. поле спадает с радиусом). Показано, что слой устойчивости может существовать и в случае изотропного распределения.

#### 4.5. Короткий пробкотрон с плазмой с $\beta \sim 1$

Конечность  $\beta$  двояким образом влияет на желобковую устойчивость (рис. 19). Во-первых, происходит изменение градиента равновесного магнитного поля — самоуглубление магнитной ямы. Во-вторых, колебания утрачивают электростатический характер. В параксиальной геометрии стабилизирующий

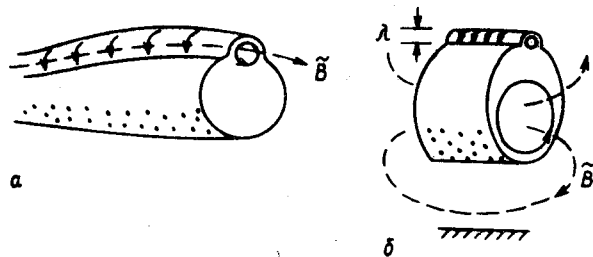


Рис. 19. Возмущения магнитного поля в желобковых движениях плазмы конечного давления:

*a* — в параксиальной геометрии (магнитное возмущение остается в основном внутри токового соленоида); *b* — в короткой плазме (вверху — мелкомасштабное возмущение, сосредоточенное в «длинном» токовом соленоиде; внизу — крупномасштабное возмущение, выходящее наружу и взаимодействующее с кожухом)

эффект изменения равновесного поля и дестабилизирующее действие непотенциальности в первом порядке по  $\beta$  компенсируются. В короткой плазме мелкомасштабные возмущения дестабилизируются, поскольку при том же давлении равновесное магнитное поле изменяется меньше, чем для длинной плазмы, а возмущение магнитного поля, определяемое локальными параметрами, малочувствительно к обрезанию плазменного цилиндра. Однако крупномасштабное возмущение первой моды при большом  $\beta$ , когда магнитная составляющая не мала, может быть подавлена приближением к плазме металлического кожуха. Стабилизация наступает при  $\beta \sim 0,5$  [30]. Подавление первой моды близким кожухом при  $\beta \geq 0,5$  происходит также в гофрированной ловушке [31].

#### 5. «ПОЧТИ СИММЕТРИЧНЫЙ» ЯКОРЬ

Возможная схема стабилизации длинной системы состоит в присоединении к ней простой ловушки, заполненной плазмой с «полым» профилем давления, с тем чтобы в якоре величина  $\frac{\partial p}{\partial \psi} \frac{\partial V}{\partial \psi}$  была отрицательной на тех силовых линиях, которые проходят через плазму основной системы. При этом возникает, разумеется, задача стабилизации плазмы на периферии якоря, где давление спадает по радиусу. Однако решение этой задачи облегчается тем, что периферийная плазма может быть не связана общими силовыми линиями с остальными ловушками, и поэтому допустимо ее ухудшенное удержание.

Один из способов стабилизации периферийной плазмы — закорочение ее на проводящие торцы. Стабилизация плазмы простой ловушки при температуре несколько электронвольт с внешней оболочкой («плазменным бланкетом»), опирающейся на металлические торцы, осуществлена в эксперименте [32]. Практическую ценность подобного подхода к высокотемпературной плазме трудно оценить ввиду неясности механизма закорочения и возможности ухудшения поперечного удержания стабилизируемой сердцевинки из-за раскачки дрейфово-температурной неустойчивости\*). Также неясны перспективы ВЧ-метода [35] (из-за большой величины требуемого ВЧ-поля, пропорционального  $T/R$ ,  $T$  — температура,  $R$  — радиус кривизны магнитного поля) и колец быстро дрейфующих частиц [36] (из-за различия параметров, требуемых для стабилизации разных пространственных мод, см. например [37], и возможности раскачки колебаний негидромагнитной природы).

Более надежной представляется чистая МГД-стабилизация с использованием мультипольной обмотки, создающей в периферийной плазме  $\text{min } B$ . Правда, эта обмотка нарушает ак-

\* Изучается также влияние на устойчивость вращения плазмы (см., например, [33, 34])

симметрию ловушки; однако, если мультипольность высока, то искажение поля вблизи оси на приосевых линиях, которые проходят в плазму остальных ловушек, мало, и, таким образом, исключается опасность повышенных неоклассических потерь плазмы из этих ловушек. Выполнены расчеты октупольной конфигурации подобного типа [38]. По сравнению с квадрупольной она имеет (помимо симметризации рабочей области) еще и то преимущество, что уменьшаются размеры переходной области между якорем и основной ловушкой, в результате чего длина всей системы существенно сокращается.

## 6. БАЛЛОННЫЕ ЭФФЕКТЫ. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НА ЗАПЕРТЫХ ЧАСТИЦАХ

Баллонный эффект и вообще устойчивость возмущений с  $k_{\parallel} \neq 0$  ( $k_{\parallel}$  — составляющая волнового вектора в направлении магнитного поля) в обсуждаемых ловушках детально не рассматривались.

В зависимости от величины проводимости плазмы в направлении магнитного поля  $\sigma_{ss} = (4\pi i)^{-1} \omega (\epsilon_{ss} - 1)$ , где  $\epsilon_{ss}$  — соответствующая компонента тензора диэлектрической проницаемости, различаются две ситуации. В случае

$$\left| \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \epsilon_{ss} \right| \gg k_{\perp}^2, \quad (37)$$

когда  $E_{\parallel} \ll k_{\parallel} E_{\perp} / k_{\perp}$ , так что существенна поперечная составляющая волны, проявляется баллонный эффект. В противоположном случае возмущение является электростатическим  $E_{\parallel} \approx -k_{\parallel} E_{\perp} / k_{\perp}$ , баллонного эффекта нет, но возможна неустойчивость на запертых частицах.

Анализ желобковой устойчивости аксиально-симметричных конфигураций в предыдущих разделах проделан в электростатическом приближении. Для плазмы с  $\beta \ll 1$ , пока баллонные эффекты слабы, его результаты могут быть распространены и на случай (37), при этом ограничения на  $\beta$  оказываются более жесткими для ловушек со средним минимумом  $B$ . Рассмотрим, например, удовлетворяющие (37), но локализованные около некоторой поверхности  $\psi$  возмущения в тонкой,  $|\partial \ln B / \partial \ln p| \ll 1$ , плазме с небольшим, однако конечным  $\beta$ . Они описываются обыкновенным дифференциальным уравнением (см. например, [39])

$$\frac{d}{ds} \left( \frac{1}{r^2 B} \cdot \frac{d\Phi}{ds} \right) + \left( \frac{4\pi n m_i \omega^2}{r^2 B^3} + \frac{8\pi}{B^2} \cdot \frac{\partial B}{\partial \psi} \cdot \frac{\partial p}{\partial \psi} \right) \Phi = 0, \quad (38)$$

где  $s$  — длина, отсчитываемая вдоль силовой линии  $r(s)$ ,  $n$  — концентрация плазмы,  $\Phi = r E_{\theta}$ ,  $E_{\theta}$  — азимутальная составляющая электрического поля; величина  $\Phi$  удовлетворяет на границах плазмы с вакуумом  $s = \pm S$  условиям

$$\frac{d\Phi}{ds} \Big|_{\pm S} = 0. \quad (39)$$

Возможное число отрицательных (отвечающих неустойчивости) собственных значений  $\omega^2$  задачи (38), (39) определяется параметром  $\hat{\beta} = \beta r \hat{\kappa} S^2 \partial B / \partial \psi$ , где  $\hat{\kappa} = \partial \ln p / \partial r$ . При  $\hat{\beta} \ll 1$  может быть только одно неустойчивое решение, соответствующее собственной функции  $\Phi$ , близкой к постоянной (т. е. возмущение имеет желобковый характер), а условие того, что уровень  $\omega^2 < 0$  в действительности отсутствует, совпадает с (3). Данное условие означает, что отношение давлений плазмы в областях благоприятной и неблагоприятной кривизны должно быть не меньше некоторого. С повышением  $\beta$  собственная функция деформируется, увеличиваясь на выпуклых участках силовой линии и уменьшаясь на вогнутых (баллонный эффект). При этом требуемое для устойчивости отношение давлений в вогнутой и выпуклой частях растет. В системе, где плазма имеет одну границу по  $\psi$  (цепочка с якорем, имеющим магнитную яму; пробкотрон с плещущимися частицами), это ведет лишь к необходимости увеличивать  $\beta$  в стабилизирующей части по мере роста  $\beta$  в стабилизируемой. При этом величина  $\beta$  ограничена появлением (при  $\beta \sim 1$ ) второго уровня  $\omega^2 < 0$ , которому отвечает собственная функция с нулем внутри плазмы (баллонная мода). В системах с двумя границами по  $\psi$ , устойчивость которых основана на компенсации кривизны, так что требуется поддерживать отношение давлений в ловушках в некотором интервале, ситуация другая: баллонный эффект приводит к сужению этого интервала, вследствие чего возникает дополнительное ограничение на  $\beta$ , прежде всего в наиболее тонком элементе с  $\Delta/r \ll 1$ . Если другая ловушка «толстая», так что величины  $B^{-1} \partial B / \partial \psi$  на двух границах плазмы существенно, скажем вдвое, различаются, то допустимое относительное изменение  $\Phi$  на длине этих двух ловушек  $\leq 1$ . Это дает критическое  $\beta$  в ловушке порядка  $\Delta/r$  и запас устойчивости  $\omega$ , пропорциональный  $\Delta/r$ . В случае же, когда обе ловушки тонкие, баллонный эффект ограничивает  $\beta$  величиной  $\propto (\Delta/r)^2$ , при этом запас устойчивости  $\propto (\Delta/r)^3$ .

Численный анализ равновесия и устойчивости плазмы при конечном  $\beta$  с учетом баллонного эффекта проделан для комбинации пробкотрон+касп, описанной в разделе 2 (рис. 20) [40]. Результаты по предельным  $\beta$  показаны на рис. 20, прослежено также влияние  $\beta$  на предельный профиль давления в каспе (с ростом  $\beta$  необходимое для устойчивости давление в нуле поля увеличивается).

Обратимся теперь к электростатическим неустойчивостям. Помимо желобковых возмущений, способы подавления которых разбирались выше, в системе со знакопеременной кривизной могут раскачиваться — при условии, что есть горячие час-

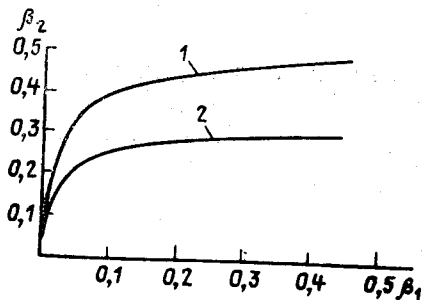


Рис. 20. Зависимость предельного  $\beta$  в пробкотроне ( $\beta_2$ ) от  $\beta$  в каспе ( $\beta_1$ ) для комбинации, показанной на рис. 1, 3. Полуудлина каспа (от нуля поля до соединительной горловины) в 4 раза меньше полуудлины пробкотрона. Кривая 1 отвечает  $\psi_e/\psi_* = 0,5$ ; 2 — 0,7

тицы, запертые постоянно в области неблагоприятной кривизны, — возмущения, локализованные в этой области. Если число частиц, запертых на участке с неблагоприятной кривизной, меньше или порядка числа частиц, пролетающих вдоль всей системы, то инкремент этой неустойчивости много меньше магнитогидродинамического (желобкового):  $\gamma \sim k_{\perp\rho} \cdot \gamma_{\text{мгд}}$ , где  $\rho$  — средний ларморовский радиус ионов,  $k_{\perp\rho} \ll 1$ . Если же пролетных частиц мало (как в амбиполярной системе с длинной центральной ловушкой), инкремент может приближаться к  $\gamma_{\text{мгд}}$  [41, 42]. Заметим, что коротковолновая ( $k_{\perp}a \gg 1$ ,  $a$  — радиус плазмы) неустойчивость этого типа возможна и в том случае, когда для крупномасштабных колебаний,  $k_{\perp}a \sim 1$ , выполнено неравенство (37). Проявления неустойчивости на запертых частицах, в частности, ее влияние на удержание плазмы, требуют детального изучения в эксперименте. Касаясь специфики данной неустойчивости в описанных выше схемах, отметим два обстоятельства. Во-первых, стабилизаторы со средней магнитной ямой подвержены неустойчивости на запертых частицах и не будучи связаны со стабилизируемой ловушкой. Во-вторых, инкремент неустойчивости чувствителен к параметрам соединительной плазмы, которая является необходимым элементом в некоторых из этих схем, и он падает с уменьшением электронной температуры.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существуют несколько типов аксиально-симметричных ловушек, в которых достижима желобковая устойчивость плазмы. Наиболее привлекательным представляется якорь в виде каспа с электронно-горячей плазмой. Правда, энергетические

затраты на него должны быть в  $(m_i/m_e)^{1/2}$  раз выше, чем на ионно-горячий якорь того же объема. Пока не найдено ловушки с достаточно глубоким минимумом  $B$ , основанной на полностью адиабатическом удержании. Предложен целый ряд МГД устойчивых конфигураций со средней магнитной ямой и стабилизаторов, обеспечивающих устойчивость системы относительно наиболее опасной первой желобковой моды. Для длинной системы, составленной из нескольких ловушек, первоепенное значение приобретает выяснение влияния на удержание негидромагнитных колебаний, в частности, неустойчивости на запертых частицах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Димов Г. И., Закайдаков В. В., Кушеневский М. Е. «Физика плазмы», 1976, 2, 597
2. Fowler T. K., Logan B. G. «Comments Plasma Phys. Contr. Fusion», 1977, 2, 167
3. Рюттов Д. Д., Ступаков Г. В. «Физика плазмы», 1978, 4, 501
4. Heinz W. and TASKA Team. In: «Mirror-Based and Field-Reversed Approaches to Magnetic Fusion». «Proc. of the Course held at Varenna (Como)», Italy, 7—17 Sept. 1983, 1, 365
5. Kruskal M. D., Oberman C. R. «Phys. Fluids», 1958, 1, 275
6. Арсенин В. В. «Письма в ЖЭТФ», 1986, 43, 270
7. Рюттов Д. Д., Ступаков Г. В. «Физика плазмы», 1986, 12, 1411
8. Logan B. G. «Comments Plasma Phys. Contr. Fusion», 1980, 5, 271
9. Димов Г. И. Препринт ИЯФ—СО АН СССР, № 82-150, 1982
10. Сковорода А. А. «Физика плазмы», 1985, 11, 1319
11. Нагорный В. П., Ступаков Г. В. «Физика плазмы», 1984, 10, 476
12. Михайловская Л. В. «Физика плазмы», 1988, 14, № 1241
13. Andreoletti J. «Comptes rendus Acad. Sci.», 1963, 257, 1235
14. Furth H. P. «Phys. Rev. Letters», 1963, 11, 308
15. Арсенин В. В., Михайловская Л. В. «Физика плазмы», 1985, 11, 626
16. Арсенин В. В. «Физика плазмы», 1988, 14, 612
17. Hinton F. L., Rosenbluth M. N. «Nucl. Fusion», 1982, 22, 1574
18. Котельников И. А., Росляков Г. В., Рюттов Д. Д. «Физика плазмы», 1987, 13, 403
19. Ступаков Г. В. «Физика плазмы», 1988, 14, 161
20. Ступаков Г. В. «Письма ЖТФ», 1987, 13, 227
21. Арсенин В. В. «Физика плазмы», 1986, 12, 500
22. Арсенин В. В. «Письма в ЖЭТФ», 1983, 37, 534
23. Arsenin V. V. «15 Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Heating» Dubrovnik, 1988. Contrib. papers, 2, 597
24. Arsenin V. V. «Contrib. papers» ICPP 1984 (Losanna), 1, 206
25. Арсенин В. В., Михайловская Л. В. «Физика плазмы», 1988, 14, 1115
26. Арсенин В. В. «Физика плазмы», 1979, 5, 1293
27. Арсенин В. В. Физика плазмы, 1982, 8, 484
28. Димов Г. И., Лысянский П. Б. Препринт ИЯФ—СО АН СССР, № 86-102, Новосибирск, 1986
29. Рюттов Д. Д., Ступаков Г. В. «Письма в ЖЭТФ», 1985, 42, 29
30. Kesner J. «Nucl. Fusion», 1985, 25, 275
31. Li X. Z., Kesner J., Lo Destro L. L. «Nucl. Fusion», 1987, 27, 1259
32. Rynn N., Good T. N., Vandegrieff G., Thompson H. «Contrib. papers» ICPP 1984 (Losanna), 1, 159



33. Бехтеев А. А., Волосов В. И., ЖТФ, 1977, 47, 1450
34. Брейзман Б. Н., Цельник Ф. А. «Физика плазмы», 1983, 9, 1157
35. Breun R. A., Brooker P., Brouchous D., Browning J. et al. «Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res.», 1986 (Kyoto Conf.). «Nucl. Fusion Suppl.», 1987, 2, 263
36. Тимофеев А. В. «Письма в ЖЭТФ», 1979, 29, 227
37. Berk H. L., Van Dam J. W., Rosenbluth M. N., Spong D. A. «Phys. Fluids», 1983, 26, 201
38. Devoto R. S., Baldwin D. E., Hooper E. B., Logan B. G. et al. «Nucl. Fusion», 1986, 26, 275
39. D'Ippolito D. A., Hafizi B., Myra I. R. «Phys. Fluids», 1982, 25, 2223
40. Дроздов В. В., Мартынов А. А. «Физика плазмы», 1986, 12, 1429; Препринт ИПМ, 1987, № 16, Москва
41. Rosenbluth M. N. «Physica Scripta», 1982, T2/1, 104
42. Берк Г. Л., Розенблют М. Н., Уонг Г. В., Антонсен Т. М., Болдуин Д. Е. «Физика плазмы», 1983, 9, 176

УДК 533.9

## ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА

В. В. Мирнов, Д. Д. Рюгов

### СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	77
2. Продольное удержание	82
2.1. Короткие пробки	89
2.2. Длинные пробки	
2.3. Распределение потенциала и электронный поток тепла в расширителе	91
2.4. Улучшение продольного удержания с помощью дополнительных концевых пробкотронов	93
2.5. Амбиполярные эффекты в продольном удержании	95
3. МГД-устойчивость и поперечные потери	98
3.1. Стабилизация желобковой неустойчивости потоком истекающей из ловушки плазмы	102
3.2. Другие методы стабилизации желобковой неустойчивости в ГДЛ	106
3.3. Роль вращения плазмы	107
3.4. Устойчивость баллонных мод	110
3.5. Поперечный перенос	116
4. Эксперименты по удержанию плазмы в газодинамическом режиме	119
5. Термоядерный реактор на основе ГДЛ	122
6. Источник нейтронов на основе газодинамической ловушки	126
7. Заключение	128
Литература	

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из самых привлекательных по своим потенциальным возможностям термоядерных систем является пробкотрон Будкера—Поста. Он подкупающе прост по своей конструкции (особенно в осесимметричном варианте), допускает получение высоких, порядка единицы, значений  $\beta^*$ , работает в стационарном режиме, имеет естественный канал удаления примесей и продуктов термоядерной реакции. К сожалению, эти достоинства в значительной степени обесцениваются тем обстоятельством, что в простом пробкотроне даже при больших рабочих отношениях нельзя добиться коэффициентов усиления мощности, превышающих значение  $Q=1,3-1,5$ .

\*)  $\beta$  — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля.

33. Бехтеев А. А., Волосов В. И., ЖТФ, 1977, 47, 1450
34. Брейзман Б. Н., Цельник Ф. А. «Физика плазмы», 1983, 9, 1157
35. Breun R. A., Brooker P., Brouchous D., Browning J. et al. «Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res.», 1986 (Kyoto Conf.). «Nucl. Fusion Suppl.», 1987, 2, 263
36. Тимофеев А. В. «Письма в ЖЭТФ», 1979, 29, 227
37. Berk H. L., Van Dam J. W., Rosenbluth M. N., Spong D. A. «Phys. Fluids», 1983, 26, 201
38. Devoto R. S., Baldwin D. E., Hooper E. B., Logan B. G. et al. «Nucl. Fusion», 1986, 26, 275
39. D'Ippolito D. A., Hafizi B., Myra I. R. «Phys. Fluids», 1982, 25, 2223
40. Дроздов В. В., Мартынов А. А. «Физика плазмы», 1986, 12, 1429; Препринт ИПМ, 1987, № 16, Москва
41. Rosenbluth M. N. «Physica Scripta», 1982, T2/1, 104
42. Берк Г. Л., Розенблют М. Н., Уонг Г. В., Антонсен Т. М., Болдуин Д. Е. «Физика плазмы», 1983, 9, 176

УДК 533.9

## ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА

В. В. Мирнов, Д. Д. Рятов

### СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	77
2. Продольное удержание	82
2.1. Короткие пробки	82
2.2. Длинные пробки	89
2.3. Распределение потенциала и электронный поток тепла в расширителе	91
2.4. Улучшение продольного удержания с помощью дополнительных концевых пробкотронов	93
2.5. Амбиполярные эффекты в продольном удержании	95
3. МГД-устойчивость и поперечные потери	98
3.1. Стабилизация желобковой неустойчивости потоком истекающей из ловушки плазмы	98
3.2. Другие методы стабилизации желобковой неустойчивости в ГДЛ	102
3.3. Роль вращения плазмы	106
3.4. Устойчивость баллонных мод	107
3.5. Поперечный перенос	110
4. Эксперименты по удержанию плазмы в газодинамическом режиме	116
5. Термоядерный реактор на основе ГДЛ	119
6. Источник нейтронов на основе газодинамической ловушки	122
7. Заключение	126
Литература	128

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из самых привлекательных по своим потенциальным возможностям термоядерных систем является пробкотрон Будкера—Поста. Он подкупающе прост по своей конструкции (особенно в осесимметричном варианте), допускает получение высоких, порядка единицы, значений  $\beta^*$ , работает в стационарном режиме, имеет естественный канал удаления примесей и продуктов термоядерной реакции. К сожалению, эти достоинства в значительной степени обесцениваются тем обстоятельством, что в простом пробкотроне даже при больших пробочных отношениях нельзя добиться коэффициентов усиления мощности, превышающих значение  $Q = 1,3-1,5$ .

\*)  $\beta$  — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля.

Чтобы избавиться от этого недостатка, в разное время был предложен ряд усовершенствованных вариантов простого пробкотрона: установки с обращением поля, центробежные ловушки, многопробочные и другие соленоидальные системы и, наконец, амбиоплярные ловушки. В принципе, каждая из них допускает получение значений  $Q$  в диапазоне 10—30, но рост  $Q$  достигается за счет появления в установках дополнительных элементов и, соответственно, их усложнения. В результате в той или иной степени утрачиваются одно или несколько притягательных свойств пробкотрона.

В середине 70-х годов авторы настоящей статьи поставили перед собой вопрос: нельзя ли все же улучшить энергетические характеристики пробкотрона, не вводя в него дополнительных элементов и сохраняя все вышеперечисленные его достоинства? Ответом на этот вопрос и явилось предложение схемы «газодинамической ловушки» (сокращенно — ГДЛ) [1]. Можно заранее сказать, что полученный ответ в чисто термоядерном аспекте приносит, пожалуй, лишь частичное удовлетворение, поскольку мощность реактора-ГДЛ оказывается ограниченной снизу довольно большим значением 3—4 ГВт. С другой стороны, выяснилось, что газодинамические ловушки ввиду своей замечательной простоты могут оказаться полезным инструментом для изучения общезначимых свойств плазмы и что на их основе можно создать высокопоточный генератор «термоядерных» (с энергией 14 МэВ) нейтронов для материаловедческих и других исследований. Так или иначе, сегодня имеется несколько групп, занимающихся газодинамическими ловушками, получено довольно значительное количество экспериментальных результатов и ощущается необходимость в определенной систематизации уже сделанного и оценке перспектив дальнейшего развития этих систем. Этой задаче и посвящен настоящий обзор.

Газодинамическая ловушка (рис. 1) представляет собой простой пробкотрон с большим пробочным отношением  $R \gg 1$  и с длиной  $L$ , удовлетворяющей условию

$$L \gg \lambda_{ii} \frac{\ln R}{R}, \quad (1)$$

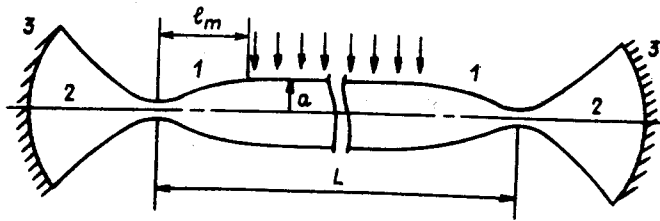


Рис. 1. Газодинамическая ловушка:

1 — переходные участки; 2 — расширители; 3 — поглощающие стенки. Стрелками показана распределенная по длине инжекция нейтралов

где  $\lambda_{ii}$  — длина свободного пробега ионов относительно рассеяния на угол порядка единицы. Условие (1) означает, что длина установки превышает длину рассеяния на угол при вершине конуса потерь, равную (при  $R \gg 1$ )  $\lambda_{ii}/R^*$ . В таких условиях время  $\tau$  жизни плазмы в ловушке может оцениваться аналогично тому, как оценивается время газодинамического истечения обычного газа из сосуда с маленьким отверстием, а именно, как отношение полного числа частиц в системе  $nLS$  ( $n$  — плотность плазмы,  $S$  — площадь ее сечения на участке однородного поля) к газодинамическому «расходу» плазмы через пробки  $2nv_s S/R$  ( $v_s$  — скорость звука в плазме). В результате находим, что

$$\tau \approx RL/2v_s. \quad (2)$$

Для сравнения приведем формулу, определяющую время жизни в обычном (коротком) пробкотроне,

$$\tau \approx \ln R/v_{ii}, \quad (3)$$

где  $v_{ii}$  — частота ион-ионных столкновений. Для плазмы с близкими температурами электронов и ионов  $v_s \sim v_{Ti}$ , и переход от формулы (2) к формуле (3) происходит на границе применимости условия (1) (см. рис. 2). Важно, что в ГДЛ время жизни линейно растет с длиной установки и с пробочным отношением, тогда как в простом пробкотроне зависимость  $\tau$  от  $L$  отсутствует, а зависимость от  $R$  очень слабая. Именно эти отличия и позволяют рассчитывать на получение приемлемых значений  $Q$  — нужно лишь взять  $L$  и  $R$  достаточно большими.

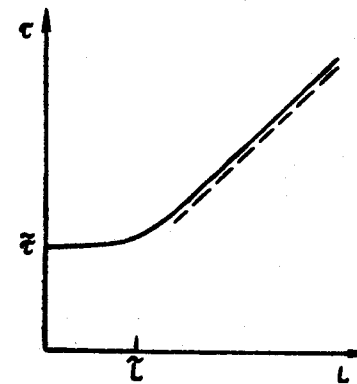


Рис. 2/57. Зависимость времени жизни плазмы в пробкотроне от его длины  $L$  ( $\bar{L} = \lambda_{ii} \ln R/R$ ,  $\bar{\tau} = \lambda_{ii} \ln R/v_s$ ). Учтено, что при сопоставимых температурах электронов и ионов  $v_{ii} \sim v_s/\lambda_{ii}$  (см. формулу (3)).

\* Причина появления в (1) дополнительного множителя  $\ln R$ , который, впрочем, не очень велик, разъясняется в разделе 2.

Разумеется, чрезмерный рост размеров реактора нежелателен, так что реальные перспективы реактора-ГДЛ существенно зависят от развития техники получения сильных магнитных полей (чем больше  $R$ , тем лучше характеристики реактора).

В этом отношении очень важной является указанная в работе [1] возможность обеспечить МГД-устойчивость газодинамической ловушки в рамках полностью осесимметричной магнитной системы: если бы пробки пришлось делать квадрупольными, то сильно возросла бы разница между полем «на проводнике» и полем в плазме и усложнились проблемы механической прочности конструкции, что привело бы к уменьшению поля в пробке и ухудшению характеристик реактора. Кроме того, неосесимметричные пробки обычно плохо сопрягаются с длинным соленоидом по условиям равновесия. Таким образом, осесимметричность ГДЛ — абсолютно необходимое условие ее существования как более или менее приемлемой энергетической установки.

Что касается конкретного механизма стабилизации, замеченного в работе [1], то он основан на том факте, что при условии (1) давление плазмы в пробке и непосредственно за пробкой по порядку величины такое же, как в центре ловушки, и поэтому вклад за пробочной областью в интеграл устойчивости Розенблюта—Лонгмайра, в отличие от «классического» пробкотрона, не пренебрежимо мал. А так как кривизна силовых линий магнитного поля в области расширителей может быть сделана благоприятной и большой (рис. 1), то этот вклад оказывается стабилизирующим.

Как это и должно быть в газодинамическом пределе, время жизни плазмы в ГДЛ не зависит от частоты рассеяния частиц (или, что эквивалентно, от их длины свободного пробега). Соответственно, время потерь плазмы через пробки в ГДЛ совершенно нечувствительно к возможности возбуждения в плазме микрофлуктуаций (приводящих к аномально быстрому рассеянию частиц). В этом отношении ГДЛ сильно отличается от традиционных пробкотронов и многих других типов открытых ловушек, в которых наличие даже относительно невысокого уровня микрофлуктуаций приводит к значительному росту продольных потерь плазмы\*).

Таким образом, ГДЛ действительно сохраняет все достоинства простого пробкотрона и, кроме того, имеет более надежную физику продольного удержания. Вместе с тем, предварительные расчеты реактора на основе ГДЛ (см. [5]) показали, что для достижения приемлемых значений  $Q$  ( $Q=3\div 4$ ) реактор нужно делать очень длинным: даже при использовании в пробках магнитного поля в 35—40 Тл длина установки не может быть

\* Эта положительная особенность открытых систем с плотной плазмой отмечалась и ранее, см., например, работы [2—4].

меньше 2—3 км. Разумеется, надо помнить, что вся эта длина занята очень простым осесимметричным соленоидом на поле  $1\div 1,5$  Тл (возможно, даже несверхпроводящим), но все же реактор сегодня кажется слишком длинным.

Наиболее очевидный способ сокращения длины реактора-ГДЛ — это увеличение магнитного поля в пробках. Последние события в области высокотемпературной сверхпроводимости вселяют некоторые надежды на продвижение в этом направлении, тем более, что, как будет видно из дальнейшего, речь идет об объемах магнитного поля масштаба всего лишь нескольких литров. Другой способ — добавление с каждой стороны установки по одному дополнительному пробкотрону правильно подобранной длины [6].

В 1984 году была указана еще одна возможность применения ГДЛ — в качестве основы для создания интенсивного источника термоядерных (с энергией 14 МэВ) нейтронов [7]. Схема источника основана на использовании «двухкомпонентного» варианта ГДЛ. Ловушка заполняется относительно холодной дейтериевой плазмой, которая удерживается в газодинамическом режиме, а в эту плазму инжектируются под небольшим (около  $20^\circ$ ) углом к оси быстрые (с энергией 250 кэВ) тритоны, столкновения которых с дейтонами и приводят к генерации нейтронов. Совершая продольные колебания между точками поворота в областях сильного поля, тритоны постепенно тормозятся на электронах и рассеиваются на дейтонах. Так как при высокой энергии тритонов первый процесс идет намного быстрее второго, угловое распределение тритонов остается узким вплоть до самых низких энергий. Соответственно, вблизи точек остановки тритонов возникает высокий пик их плотности, и эти области ловушки становятся интенсивным источником нейтронов (с потоком, по грубым прикидкам, до  $10$  МВт/м<sup>2</sup>).

Во избежание недоразумений, заметим, что длина свободного пробега тритонов не удовлетворяет условию (1), и их угловое распределение чувствительно к аномальному рассеянию на надтепловых флуктуациях (если таковые возникают). Впрочем, из-за быстрого торможения тритонов на электронах ограничения на уровень флуктуаций довольно мягкие.

Наконец, помимо решения задач создания термоядерного реактора или генератора нейтронов, газодинамические ловушки могут быть использованы (и уже используются) для изучения физических особенностей поведения плазмы в длинных соленоидах с прямыми силовыми линиями, которые входят в качестве основного энерговыделяющего элемента практически во все схемы открытых ловушек. Основной вопрос здесь состоит в выяснении возможных аномалий в поперечных коэффициентах переноса, связанных с дрейфовой турбулентностью плазмы. В этом отношении геометрия ГДЛ очень привлекательна,

так как аномалии в переносе не могут быть приписаны аксиальной асимметрии магнитной системы. Кроме того, длинный прямой соленоид — идеальный «полигон» для различных исследований по физике плазмы, в частности, по физике волновых процессов.

Все содержание обзора обсуждалось совместно обоими авторами. Конкретная работа по его написанию была распределена следующим образом: В. В. Мирновым написаны разделы 2.1, 2.2, 2.4, 3.1, 3.4 и 5; Д. Д. Рютовым написаны разделы 1, 2.3, 2.5, 3.2, 3.3, 3.5, 4, 6 и 7.

## 2. ПРОДОЛЬНОЕ УДЕРЖАНИЕ

Грубая оценка времени жизни плазмы в ГДЛ может быть получена с помощью формулы (2). Точная теория продольных потерь, построенная в работах [5], [8], позволяет количественно связать потоки частиц и энергии из системы с плотностью и температурами ионной и электронной компонент плазмы в центральной части ловушки. Эти результаты необходимы при оптимизации различных режимов работы стационарных и квазистационарных вариантов ГДЛ, а также при рассмотрении вопросов МГД-устойчивости плазмы.

Теоретический подход базируется на исследовании двух предельных случаев — чисто бесстолкновительного кнудсеновского режима течения плазмы через пробку и противоположного предельного случая частых столкновений, когда движение плазмы на участке сужающегося магнитного поля можно описывать уравнениями магнитной гидродинамики. Поскольку для уменьшения энергии, запасенной в магнитном поле, пробки выгодно делать возможно более короткими, рассмотрим вначале случай кнудсеновского течения плазмы, когда длина пробки мала по сравнению с длиной свободного пробега ионов.

### 2.1. Короткие пробки

При выполнении условия газодинамичности (1) всюду в пространстве скоростей (в том числе внутри конуса потерь) функция распределения основной массы ионов близка к равновесной максвелловской. В этой ситуации задача нахождения скорости потерь плазмы из ловушки оказывается значительно проще, чем в случае классического пробкотрона Будкера—Поста. Она сводится к вычислению потоков частиц и энергии путем интегрирования максвелловской функции по области пространства скоростей, соответствующей вылетающим из ловушки частицам. Для сравнения напомним, что в режиме классического пробкотрона функция распределения ионов вблизи границы конуса потерь близка к нулю, а скорость потерь плазмы из ловушки определяется производной от этой функции

по нормали к поверхности конуса. Нахождение последней требует довольно сложных вычислений, связанных с решением кинетического уравнения при нулевых граничных условиях на поверхности конуса потерь (см. [9]).

Сопоставляя режимы классического пробкотрона и ГДЛ, нетрудно убедиться в необходимости введения логарифмического фактора в неравенство (1). Присутствие его связано с наличием двух конкурирующих процессов: заполнения конуса потерь за счет столкновительной диффузии в пространстве скоростей и ухода частиц из системы с характерным временем  $RL/v_s$ . Из теории удержания плазмы в пробкотронах известно, что время жизни частиц в системе при пустом конусе потерь по порядку величины равно  $\lambda_{ii} \ln R/v_s$  (считаем  $T_i \gg T_e$ ). Понятно, что состояние с заполненным конусом осуществляется, только если  $RL/v_s > \lambda_{ii} \ln R/v_s$ , что и приводит к приведенному выше неравенству.

При высокой температуре электронов,  $T_e \gg T_i$ , потери из ГДЛ не зависят от соотношения  $\lambda_{ii}$  и  $L$  и определяются формулами раздела 2.2 с  $T_i = 0$ . Говоря об электронно-горячей плазме с  $T_e \gg T_i$ , мы все же считаем, что время электрон-электронного рассеяния меньше времени истечения плазмы из ловушки; в противном случае время жизни начинает определяться временем электрон-электронных столкновений. Всюду ниже в этом разделе рассматривается плазма с  $T_i \gg T_e$ .

Поддержание в каждой точке ловушки квазинейтральности и равенства потоков электронов и ионов осуществляется за счет возникающего в плазме амбиполярного электрического поля. Оно ускоряет ионы и тормозит электроны.

Будем считать, что ловушка состоит из длинного центрального соленоида, соединенного с пробками относительно короткими переходными участками, имеющими длину  $l_m$  (см. рис. 1, 3а). Стационарное состояние плазмы поддерживается за счет баланса двух эффектов: инжекции нейтралов на участке однородного магнитного поля и потерь через пробки. Вылетающая из ловушки плазма расширяется в запробочной области и поглощается условной стенкой, относительно которой предполагается, что она поглощает все частицы (электроны и ионы), достигающие ее поверхности, и сама не является источником частиц. На переходных участках напряженность магнитного поля меняется от величины  $V_{\min}$ , соответствующей полю в центральной части ловушки, до значения  $V_{\max}$  в пробке и далее спадает, убывая до значения  $V_w$  на поглощающей стенке.

Если считать потенциал на поглощающей стенке равным нулю, то всюду в ловушке он положителен и монотонно спадает от центра к краю. При этом потенциал практически постоянен на участке однородного магнитного поля, а на переходном участке испытывает перепад порядка  $T_e/e$  (см. рис. 3б).

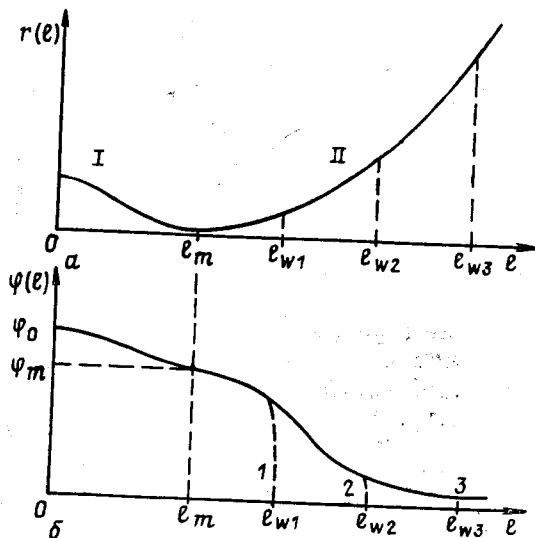


Рис. 3а, б

а) — профиль силовой линии ГДЛ: I — переходной участок; II — область расширителя; б) примерная зависимость потенциала  $\varphi(l)$  для ряда степеней расширения магнитного потока: 1 —  $B_{\max}/B_w < \sqrt{m_i/m_e}$ , 2 —  $B_{\max}/B_w \approx \sqrt{m_i/m_e}$ , 3 —  $B_{\max}/B_w > \sqrt{m_i/m_e}$ . Геометрия силовых линий представлена на рис. 3а, степень расширения фиксируется координатой  $l_w$  поглощающей стенки. Для каждого  $l_w$  имеется участок плавного изменения потенциала (сплошная кривая) и дебаевский скачок, локализованный на поглощающей поверхности (пунктирная кривая).

В расширителе имеется тормозящий электроны потенциал, перепад которого между срезом пробки и торцевой стенкой «подстраивается» таким образом, чтобы обеспечить равенство потоков электронов и ионов на стенку. Так как электроны, вылетающие из пробки в направлении стенки, имеют максвелловское распределение, а длина расширителя в практически интересных случаях мала по сравнению с длиной свободного пробега заряженных частиц, то перепад можно определить по формуле:

$$e\varphi_m = T_e \ln(v_{Te}/v_{Ti}) \approx T_e \ln \sqrt{m_i/m_e} \quad (4)$$

(более точное выражение для  $\varphi_m$  можно найти с помощью формул (11) и (14) этого раздела). Таким образом, практически все электроны ловушки, за исключением надбарьерных, оказываются запертыми в потенциальной яме, высота которой намного превышает энергию частиц.

Поскольку время столкновений электронов много меньше ионных столкновительных времен, а последние, в свою очередь, малы по сравнению со временем жизни частиц в системе, можно считать, что в ловушке вдоль силовых линий для электронов устанавливается больцмановское распределение:

$$n_e = n_0 \exp\left(-\frac{U}{T_e}\right). \quad (5)$$

Здесь вместо потенциала введена более удобная характеристика — потенциальная энергия электронов  $U = e[\varphi_0 - \varphi(l)]$ . Координата  $l$  отсчитывается от начала переходного участка (пробке соответствует значение  $l = l_m$ ), значение  $U$  в точке  $l = 0$  равно нулю, значения  $U$  на срезе пробки и на поглощающей стенке обозначены соответственно через  $U_m$  и  $U_w$ ,  $n_0$  — значение плотности плазмы при  $l = 0$  (см. рис. 3а, б).

Даже если условие газодинамичности (1) выполнено с запасом, в рассматриваемом случае коротких пробок, когда движение частиц на переходном участке происходит без столкновений, в некоторой области, прилегающей к пробкам, функция распределения ионов, летящих к центру ловушки ( $v_{\parallel} < 0$  для правой пробки), не является максвелловской: среди этих ионов отсутствуют частицы, покинувшие ловушку. Соответственно при  $v_{\parallel} < 0$  в фазовом пространстве имеется незаполненная область, где функция распределения равна нулю. Эта «дырка» в фазовом пространстве заполняется, очевидно, на расстоянии  $\lambda_{ii}/R$  от пробки.

Наличие «дырки» при  $v_{\parallel} < 0$  приводит к возмущению максвелловской функции распределения частиц, летящих от центра к пробке ( $v_{\parallel} > 0$ ), однако при больших  $R$  за счет относительной малости незаполненной области отклонение функции распределения частиц, падающих на пробку, от максвелловской мало, и мы им будем пренебрегать. Таким образом, при достаточно коротких пробках и больших пробочных отношениях задача определения скорости потерь сводится к вычислению доли прошедших через пробку частиц при падении на пробку «половинки» максвелловского распределения.

Поскольку движение частиц через пробку является бесстолкновительным, их функция распределения зависит только от интегралов движения:

$$\frac{m_i v^2}{2} - U(l) = \frac{m_i v_0^2}{2}, \quad \frac{v_{\perp}^2}{B(l)} = \frac{v_{\perp 0}^2}{B_{\min}}$$

Индекс «0» относится к значениям скоростей на входе в пробку. Исходя из того, что на входе в пробку функция распределения при  $v_{\parallel} > 0$  — максвелловская, можем представить распределение ионов по скоростям в произвольной точке пробки следующим образом:

$$f_i = n_0 \left(\frac{m_i}{2\pi T_i}\right)^{3/2} e^{-\frac{U}{T_i} - \frac{m_i v^2}{2T_i}}. \quad (6)$$

Для отыскания границы области, занятой ионами, удобно ввести эффективную потенциальную энергию продольного движения (называемую иногда «потенциалом Юшманова»)



$$U_{\text{eff}}(l, v_{\perp 0}) = \frac{m_i v_{\perp 0}^2}{2} \left( \frac{B(l)}{B_{\text{min}}} - 1 \right) - U(l), \quad (7)$$

так что

$$\frac{m_i v_{\perp 1}^2}{2} + U_{\text{eff}} = \frac{m_i v_{\perp 0}^2}{2}.$$

Эффективная потенциальная энергия определяется суммой двух слагаемых: первое описывает замедление продольного движения в нарастающем магнитном поле, второе — ускорение ионов в электростатическом потенциале. Поскольку действия этих фактов противоположны, результирующий эффект оказывается чувствительным к форме функции  $U(l)$ . Ее следует находить из уравнения квазинейтральности, решая самосогласованную задачу о распределении потенциала  $U_{\text{eff}}$  вдоль переходного участка. Соответствующие вычисления проведены в работе [8] и отличаются большой громоздкостью. Самосогласованное распределение  $U(l)$  оказывается таким, что при малых значениях  $v_{\perp 0} < v^*$   $U_{\text{eff}}$  — монотонно убывающая функция  $l$  и, соответственно, пробки достигают все ионы с  $v_{\perp 0} > 0$ . С увеличением  $v_{\perp 0}$  при  $v_{\perp 0} \geq v^*$  на кривой  $U_{\text{eff}}(l)$  появляется максимум в точке  $l = l_{\text{max}}(v_{\perp 0})$ . Координата максимума увеличивается по мере роста  $v_{\perp 0}$  от значения  $l_{\text{max}} = 0$  до значения  $l_{\text{max}} = l_m$ , к которому  $l_{\text{max}}$  стремится при  $v_{\perp 0} \rightarrow \infty$ . Общий вид семейства кри-

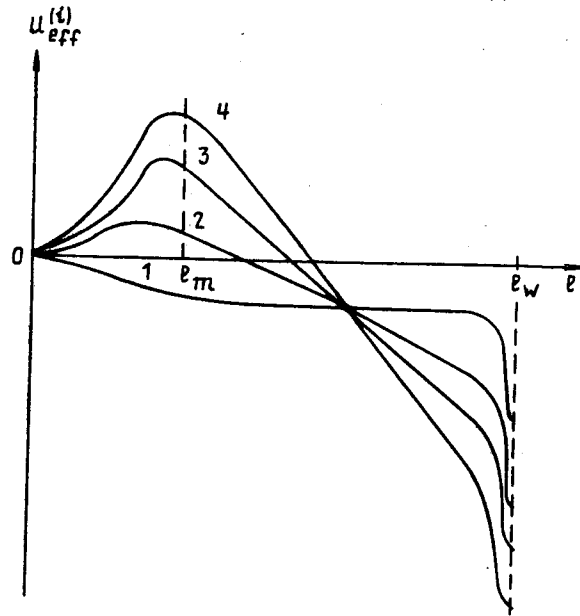


Рис. 4. Зависимость от  $l$  эффективной потенциальной энергии продольного движения ионов; кривые пронумерованы в порядке возрастания  $v_{\perp 0}$

вых  $U_{\text{eff}}(l, v_{\perp 0})$  изображен на рис. 4. Соответствующие аналитические зависимости, описывающие уравнение границы области потерь в начале переходного участка, имеют вид:

$$v_{\perp 0} > 0, \quad v_{\perp 0} < v^* \quad (8)$$

$$\frac{m_i v_{\perp 0}^2}{2} \geq U_{\text{eff}}[l_{\text{max}}(v_{\perp 0}), v_{\perp 0}], \quad v_{\perp 0} > v^*.$$

Они представлены графически на рис. 5.

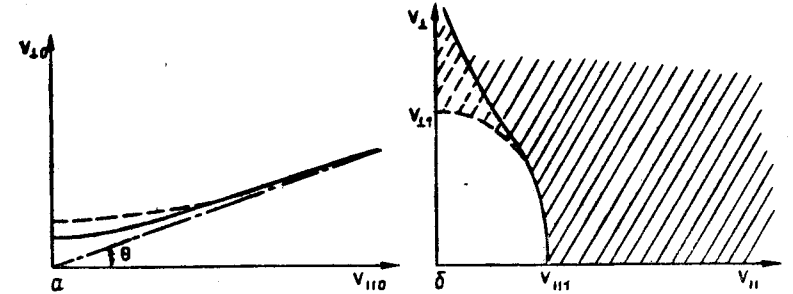


Рис. 5. К приближенному расчету продольных потерь ионов:

$a$  — границы области пролетных частиц на входе в пробку; сплошной линией изображена точная форма границы, пунктирной — аппроксимационная кривая (9) ( $\sin \theta = R^{-1/2}$ );  $b$  — область, занятая ионами в точке  $l = l_m$  (заштрихована); пунктирная кривая соответствует расчетам по аппроксимационной формуле (9), сплошная линия — точная форма границы ( $v_{\perp 1} = \sqrt{(2U_m/m_i)/(1-R^{-1})}$ ,  $v_{\parallel 1} = \sqrt{2U_m/m_i}$ ).

Для упрощения вычислений в первых расчетах [5] вместо выражения (8) использовалась хорошо известная в теории открытых ловушек аппроксимация границы области потерь гиперболой:

$$v_{\perp 0}^2 (R-1) - v_{\parallel 0}^2 = 2U_m/m_i. \quad (9)$$

(см. рис. 5). Формально уравнение гиперболы возникает при замене максимального значения  $U_{\text{eff}}(l, v_{\perp 0})$  в правой части (8) на несколько меньшее значение, которое эта функция принимает в пробке. Естественно, что часть частиц, удовлетворяющих такому приближенному условию попадания в пробку, отражается от горба эффективного потенциала и остается в ловушке. Поэтому следует ожидать, что результаты приближенных расчетов дадут завышенное значение плотности в пробке и, соответственно, заниженное значение потенциала. Что касается значений потоков частиц и энергии, то, поскольку указанные отклонения плотности и потенциала оказывают на них противоположные воздействия, погрешности в вычислении этих величин оказываются, как показывают точные расчеты [8], незначительными. Это обстоятельство оправдывает использование

«пессимистической» (по терминологии, введенной в обзоре [9]) аппроксимации области удержания гиперболой.

Приведем полученные с помощью такого упрощенного подхода выражения для плотности ионов, потоков частиц и энергии в максимуме магнитного поля (на срезе пробки). Интегрирование функции распределения (6) по области (9) дает:

$$n_i = n_0 e^{\frac{U_m}{T_i}} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} x^2 e^{-x^2} dx, \quad (10)$$

$$q_i = n_0 \left( \frac{T_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{U_m}{T_i} \right), \quad (11)$$

$$Q_i = q_i T_i \left( 1 + \frac{U_m}{T_i} + \frac{T_i}{U_m + T_i} \right). \quad (12)$$

Здесь  $n_0$  и  $T_i$  — соответственно концентрация и температура ионов в центральной части ловушки.

Потери электронов связаны с «хвостом» функции распределения, способным преодолеть тормозящий потенциал. Приходящие в пробку из центра ловушки электроны с  $v_{||} > 0$  имеют максвелловское распределение; из них достигают стенки те частицы, для которых

$$v_{||}^2 + v_{\perp}^2 > \frac{2}{m_e} (U_w - U_m) \quad (13)$$

(учитываем, что магнитное поле на стенке много меньше, чем в пробке). Интегрирование максвелловского распределения по области (13) позволяет найти потоки частиц и энергии для электронной компоненты на срезе пробки:

$$q_e = n_0 \left( \frac{T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{U_w - U_m}{T_e} \right) e^{-\frac{U_m}{T_e}}, \quad (14)$$

$$Q_e = q_e T_e \left( 1 + \frac{U_w - U_m}{T_e} + \frac{T_e}{U_w - U_m + T_e} \right). \quad (15)$$

Поскольку поток энергии обусловлен надбарьерными частицами, энергия, выносимая каждым электроном из системы, намного превышает электронную температуру.

Значения потенциалов  $U_m$  и  $U_w$  определяются из условий квазинейтральности и равенства потоков электронов и ионов в пробке. Результаты численного решения соответствующих уравнений, построенных с использованием формул (5), (10), (11) и (14), и точные значения, полученные в [8] с помощью подхода, учитывающего немонотонность эффективного потенциала (7), иллюстрируются графиками, приведенными на рис. 6. Из них видно, что в диапазоне отношений  $0,5 \leq T_e/T_i \leq 2$  каждый ион «выносит» из ловушки энергию примерно  $1,7 T_i$ , а каждый электрон —  $(5,5 \div 6,5) T_e$ .

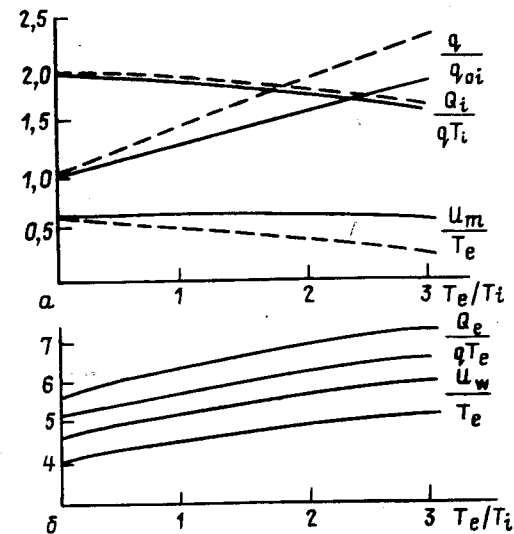


Рис. 6.

а) — зависимости потока частиц (в единицах  $q_{oi} = (T_i/2\pi m_i)^{1/2} n_0$ , потока энергии ионов в единицах  $qT_i$ ) и потенциала  $U_m$  от отношения  $T_e/T_i$ ; пунктирные кривые соответствуют приближенным расчетам по формуле (9); б) — зависимости потока энергии электронов (в единицах  $qT_e$ ) и потенциала стенки  $U_w$  от  $T_e/T_i$ ; нижние кривые соответствуют ионам водорода ( $m_i = m_H$ ), верхние — равнокомпонентной D-T смеси ( $m_i = 2,5 m_H$ )

## 2.2. Длинные пробки

Наличие «дырки» в фазовом пространстве ионов, отраженных от пробки, вообще говоря, может приводить к развитию микронеустойчивостей и к изотропизации функции распределения ионов. Чтобы составить представление о том, как этот эффект может влиять на скорость продольных потерь из ГДЛ, рассмотрим противоположный предельный случай, когда длина свободного пробега ионов мала по сравнению с длиной переходного участка.

При этом условии течение плазмы через пробки описывается уравнениями двухжидкостной гидродинамики. Схема вычисления потоков частиц и энергии из системы имеет много общего с известной в газодинамике задачей об истечении газа из сопла Лавалля [10]. Поскольку скорость течения определяется сравнительно медленными ионными временами, высокая электронная теплопроводность обеспечивает постоянство электронной температуры вдоль силовой трубки. При этом для электронов вдоль силовой линии устанавливается распределение Больцмана, позволяющее связать электрическое поле с изменением плотности плазмы:

$$eE = -T_e \frac{\partial \ln n}{\partial l}.$$

Что касается ионной компоненты, то в широком диапазоне параметров ее движение через пробку можно считать адиабатическим, так как эффекты вязкой диссипации становятся несущественными при малых длинах свободного пробега, а обмен энергией с электронами содержит малость  $m_e/m_i$ . Соответственно уравнение движения ионов можно представить в виде

$$m_i n v \frac{\partial v}{\partial l} = -T_{im} n_m \frac{\partial}{\partial l} \left( \frac{n}{n_m} \right)^{5/3} + eEn.$$

Отсюда сразу получается аналог уравнения Бернулли:

$$\frac{m_i}{2} (v^2 - v_m^2) = -T_e \ln \frac{n}{n_m} - \frac{5}{2} T_{im} \left[ \left( \frac{n}{n_m} \right)^{2/3} - 1 \right].$$

Условие сохранения потока ионов вдоль силовой трубки  $nv = qB/B_{\max}$  позволяет связать изменение плотности с напряженностью магнитного поля

$$\frac{B^2}{B_{\max}^2} = \frac{n^2}{n_m^2} \left\{ 1 - \frac{2n_m^2 T_e}{m_i q^2} \ln \frac{n}{n_m} - \frac{5n_m^2 T_{im}}{m_i q^2} \left[ \left( \frac{n}{n_m} \right)^{2/3} - 1 \right] \right\}. \quad (16)$$

Непрерывное решение  $n(l)$  этого уравнения существует при единственном значении параметра  $q$ , которое соответствует ситуации, когда направленная скорость потока в пробке совпадает с локальной скоростью звука (ср. [10]):

$$q = n_m \left( \frac{T_e + \frac{5}{3} T_{im}}{m_i} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

Пользуясь уравнением адиабаты  $T_{im}/n_m^{2/3} = T_i/n^{2/3}$  и формулами (16), (17), можно связать температуру и плотность в пробке со значениями этих параметров в центре ловушки. При больших пробочных отношениях  $R \gg 1$  значения  $T_{im}/T_i$  связаны с параметром  $T_e/T_i$  соотношением

$$\frac{T_e}{T_i} = \frac{5[3 - 4(T_{im}/T_i)]}{3 + 9 \ln(T_{im}/T_i)},$$

из которого видно, что в диапазоне  $0 \leq T_e/T_i \leq \infty$  отношения  $T_i/T_{im}$  и  $n_m/n_0$  практически постоянны:

$$e^{-1/3} = 0,72 \leq T_{im}/T_i \leq 3/4,$$

$$e^{-1/2} = 0,61 \leq n_m/n_0 \leq (3/4)^{3/2} = 0,65.$$

Отсюда следует, что с хорошей точностью эти величины можно считать не зависящими от  $T_e/T_i$  и равными своим средним значениям:  $T_{im}/T_i = 0,73$ ,  $n_m/n_0 = 0,63$ . Подставляя их в (17), представим выражение для  $q$  в виде, аналогичном (11):

$$q = n_0 \left( \frac{T_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \cdot F(T_e/T_i), \quad (18)$$

где

$$F(T_e/T_i) = 1,58 \left( 1,22 + \frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2}.$$

Сравнивая значения (22) с данными, приведенными на рис. 6а, нетрудно убедиться, что в диапазоне  $T_e/T_i \leq 1$  гидродинамический поток всего в 1,5 раза превышает кнудсеновский, т. е. скорость потерь практически не меняется по сравнению с бесстолкновительным случаем. Иными словами, даже развитие очень сильных микронеустойчивостей незначительно влияет на продольные потери из ГДЛ.

### 2.3. Распределение потенциала и электронный поток тепла в расширителе

В тех точках расширителя, где потенциал относительно стенки превышает величину  $\sim T_e$  (т. е. достаточно далеко от торцевой стенки, имеющей, напомним, нулевой потенциал), электрон-электронные столкновения формируют функцию распределения, близкую к максвелловской. Соответственно, плотность электронов здесь может быть найдена по формуле

$$n_e = n_m \exp \left[ -\frac{e(\varphi_m - \varphi)}{T_e} \right], \quad (19)$$

где  $n_m$  и  $\varphi_m$  — плотность плазмы и потенциал на срезе пробки ( $\varphi_m$  определяется формулой (4)). Плотность ионов в расширителе, грубо говоря (если пренебречь относительно небольшим изменением скорости потока), обратно пропорциональна площади сечения магнитной трубки, т. е.

$$n_i \approx n_m \frac{B}{B_{\max}}. \quad (20)$$

Из сравнения формул (19) и (20) находим зависимость потенциала от магнитного поля:

$$e(\varphi_m - \varphi) = T_e \ln \frac{B_{\max}}{B}. \quad (21)$$

Эта формула «работает» там, где  $e\varphi(l)$  еще больше, чем примерно  $T_e$ , т. е. при (ср. (4))

$$\frac{B(l)}{B_{\max}} \geq \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}, \quad (22)$$

Если поле на стенке  $B(l_w) \equiv B_w$  удовлетворяет неравенству (22), то ход потенциала в расширителе имеет вид, показанный первой кривой на рис. 3б: почти до самой стенки потенциал меняется по формуле (21), рядом со стенкой достигает значения

$$\varphi \approx \varphi_m - \frac{T_e}{e} \ln \frac{B_{\max}}{B_w} \approx \frac{T_e}{e} \ln \left( \frac{B_{\max}}{B_w} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \right),$$

а падение  $\varphi$  до нуля происходит в дебаевском слое у стенки.

Если поле  $B_w$  на стенке не удовлетворяет условию (22), т. е.  $B_w \ll E_{\max} \sqrt{m_e/m_i}$  (как это обычно и бывает в реальных условиях), то потенциал на всем участке слабого поля,

$$B \ll B_{\max} \sqrt{m_e/m_i}$$

очень близок к потенциалу стенки, т. е. к нулю (это обстоятельство было замечено в работе [11]).

Вследствие малости запирающего потенциала средняя энергия  $\bar{W}_{\text{захв}}$  захваченных электронов здесь очень мала по сравнению с  $T_e$ . Распределение частиц в пространстве скоростей в точке с  $B \ll B_{\max} \sqrt{m_e/m_i}$  иллюстрируется рис. 7 (а, б). Можно пока-

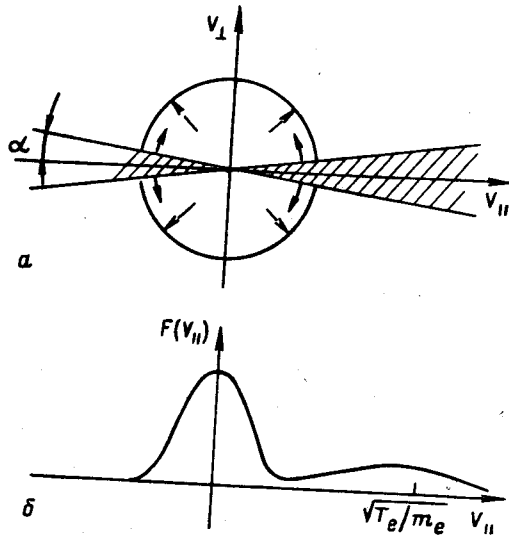


Рис. 7. Распределение электронов в точке  $B_w \ll B \ll B_{\max} \sqrt{m_e/m_i}$   
 а) пространство скоростей электронов; заштрихованная область заполнена «пролетными» электронами, т. е. электронами, прилетевшими от среза пробки (некоторая небольшая их часть со скоростями  $v < v_0$  отражается от потенциального барьера и возвращается в пробку); скорость  $v_0 = \sqrt{2e\phi/m_e}$  определяет границу области удержания «захваченных» электронов; сплошными стрелками показано направление диффузии электронов из «захваченных» в «пролетные», пунктирными стрелками — направление диффузии захваченных частиц к границе области удержания; баланс этих процессов определяет плотность захваченных частиц ( $\alpha = \sqrt{B/B_{\max}}$ );  
 б) функция распределения электронов по продольной скорости  $F(v_{\parallel})$

зать (ср. [11]), что в этой области, с точностью до некоторых слабо зависящих от магнитного поля логарифмических множителей, имеет место соотношение

$$\bar{W}_{\text{захв}} \sim e\phi \sim T_e \left( \frac{B}{B_{\max}} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \right)^{2/3},$$

т. е. «температура» электронов здесь, несколько парадоксальным

образом (ведь длина свободного пробега электронов очень велика), существенно меньше  $T_e$ . Ход потенциала при  $B_w/B_{\max} \ll \sqrt{m_e/m_i}$  показан третьей кривой на рис. 3б.

В ситуации, изображенной на рис. 7, в системе должна возбуждаться электронная пучковая неустойчивость. В самом деле, распределение электронов по продольной скорости

$$F(v_{\parallel}) = 2\pi \int_0^{\infty} v_{\perp} f(v_{\parallel}, v_{\perp}) dv_{\perp} \quad (\text{где } f(v_{\parallel}, v_{\perp}) \text{ — функция рас-}$$

пределения электронов) немонотонно — оно имеет максимум при  $v_{\parallel} \sim \sqrt{T_e/m_e}$ , см. рис. 7б. Плотность «пучка»  $n_b$

порядка плотности пролетных электронов:  $n_b \sim n_m \frac{B}{B_{\max}} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$ .

Плотность захваченных электронов  $n$  существенно больше:  $n \sim n_m B/B_{\max}$ . Соответственно, инкремент пучковой неустойчивости следует оценивать как  $\omega_{pe} n_b/n \sim \omega_{pi}$ , где ленгмюровские частоты электронов и ионов должны рассчитываться по плотности  $n$ . Инкремент очень велик по сравнению с обратным временем распространения пакета ленгмюровских колебаний через расширитель, т. е. ленгмюровские колебания успевают возбуждаться. Рассеяние пролетных электронов на этих колебаниях приводит к некоторому уменьшению электронного потока тепла на расширитель. Подробный анализ этой сложной задачи в настоящее время отсутствует. В работе [5] возможное снижение потока тепла по сравнению с «классической» формулой (15) учитывалось феноменологически, путем деления  $Q_e$  на некоторый численный множитель  $\xi_Q > 1$ .

#### 2.4. Улучшение продольного удержания с помощью дополнительных концевых пробкотронов

Продольные потери плазмы из ГДЛ можно заметно уменьшить, если добавить с каждой стороны установки по одному дополнительному пробкотрону, длины которых удовлетворяют условию (1), а области пробок являются узкими («точечные» пробки), так что их ширины  $l_m$  удовлетворяют неравенству:

$$l_m \ll \lambda_{ii} \ln R/R. \quad (23)$$

Здесь под шириной пробки подразумевается, как и раньше, размер переходной области, в которой напряженность магнитного поля меняется от минимального до максимального значений.

Уравнение баланса частиц в этих дополнительных пробкотронах имеет вид:

$$(n_0 - n_1) v_{Ti} \approx n_1 v_{Ti}, \quad (24)$$

где  $n_0$  и  $n_1$  соответственно плотности плазмы в основной лодушке и в дополнительных ячейках. Левая часть (24) соответ-

ствуется плотности потока плазмы, вытекающей из основной ловушки в дополнительные пробкотроны. Правая часть соответствует потоку, вытекающему из дополнительных пробкотронов в расширители. Предполагается, что напряженности магнитного поля в пробках примерно одинаковые.

Из уравнения (24) следует, что  $n_1 \approx n_0/2$ . Это означает, что потери плазмы из системы уменьшаются примерно в два раза. Необходимо подчеркнуть, что такой вывод справедлив, только если длина дополнительного пробкотрона достаточно велика, а длина пробки удовлетворяет неравенству (23) (при слишком коротких ячейках частицы не захватываются и свободно пролетают через дополнительные пробкотроны, а при слишком длинных плазма ведет себя как идеальная жидкость).

Чтобы получить количественные результаты, необходимо рассмотреть уравнения баланса частиц с учетом перепадов амбиполярного потенциала, возникающих на переходных участках. Соответствующие вычисления (см. [6]) близки к описанным в разделе 2.1. Их результаты представлены на рис. 8, из которого видно, что в диапазоне отношений  $T_e/T_i$  ( $1 \leq T_e/T_i \leq 2$ ), представляющем наибольший практический интерес, потоки плазмы уменьшаются приблизительно в два раза.

Для того, чтобы условие (23) выполнялось при умеренных длинах дополнительных ячеек, длину свободного пробега ионов можно уменьшить за счет введения в плазму небольшого количества примесей с  $Z \approx 10$ , увеличивающих  $Z_{eff}$ . Оценки показывают, что при  $Z_{eff} = 3$  длина дополнительных ячеек может быть уменьшена до 30 м. В этих условиях тормозное излучение на примесях еще не очень существенно влияет на энергобаланс реактора.

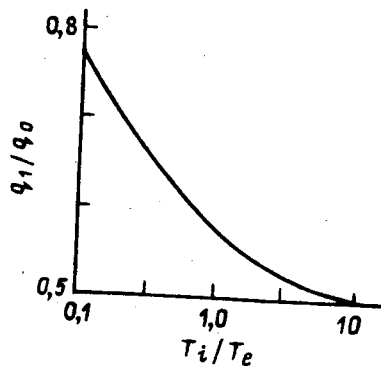


Рис. 8. Зависимость потока частиц из ГДЛ с одним дополнительным пробкотроном ( $q_1$ ) от отношения  $T_i/T_e$  температур ионов и электронов в центральном пробкотроне;  $q_0$  — поток частиц из ГДЛ без дополнительного пробкотрона. График для отношения потоков энергии в масштабе рисунка практически совпадает с графиком  $q_1/q_0$

Простое рассмотрение, основанное на соотношениях, аналогичных (24), показывает, что добавление с каждой стороны установки двух ячеек дает выигрыш в три раза, трех — в четыре и т. д. Возникающий при этом эффект быстрого ( $\sim k^{-2}$ , где  $k$  число присоединенных пробкотронов) уменьшения предельных (с точки зрения баллонных мод) значений параметра  $\beta$  может быть, в принципе, нейтрализован стабилизирующим воздействием атомарных пучков (см. раздел 3.2).

## 2.5. Амбиполярные эффекты в продольном удержании

При использовании ГДЛ в варианте нейтронного генератора с холодной мишенной плазмой и быстрыми плещущимися ионами (для определенности — тритонами) в задаче о продольном удержании мишенной плазмы могут возникать новые моменты,

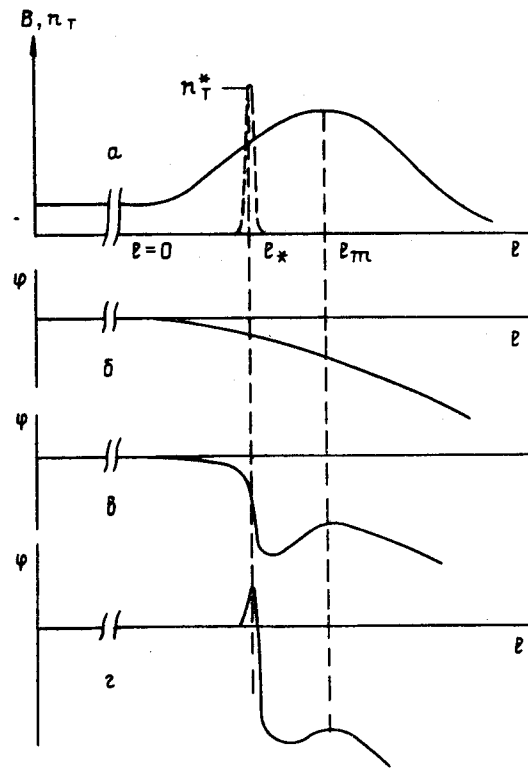


Рис. 9. Распределение параметров плазмы в области пробки:

*a* — зависимость магнитного поля (сплошная линия) и плотности быстрых тритонов (пунктир) от продольной координаты  $l$ ; начало переходной области соответствует точке  $l=0$ ; ширина пика плотности тритонов мала по сравнению с длиной пробки; *б* — зависимость  $\phi(l)$  в отсутствие быстрых частиц ( $n_T^* = 0$ ); *в* — зависимость  $\phi(l)$  при  $g(R_*/R) < n_T^*/n_0 < 1$ ; *г* — зависимость  $\phi(l)$  при  $n_T^*/n_0 > 1$ .

связанные с модификацией профиля амбиполярного потенциала в области, где располагается пик плотности тритонов (далее, для краткости, просто «пик», см. рис. 9а). Так как в области расположения пика плотность ионов основной плазмы вследствие амбиполярных эффектов должна падать, наличие пика может создавать дополнительное препятствие истечению основной плазмы из ГДЛ. Соответствующая задача была решена в работе [12] для случая, когда температура электронов заметно превышает температуру ионной мишенной плазмы, и течение этой плазмы происходит в газодинамическом режиме (длина свободного пробега ионов мала). Оказывается, что в такой постановке задача аналогична задаче о сопле Лаваля: «расход» мишенной плазмы следует определять из того условия, чтобы в наиболее «узком» месте скорость потока равнялась местной скорости звука, причем, как установлено в работе [12], в зависимости от высоты пика «узкое» место располагается либо в точке пика ( $l=l_*$  на рис. 9а), либо в максимуме магнитного поля  $l=l_m$  на рис. 9а). В последнем случае расход мишенной плазмы оказывается таким же, как в отсутствие пика (т. е. определяется формулой (17) с  $T_i=0$ ).

Обозначим через  $R_*$  отношение магнитного поля в точке  $l=l_*$  к полю на однородном участке (естественно, что  $R_* < R$ , где  $R$  — обычное пробочное отношение). Найденное в работе [12] условие того, что «узкое» место находится в точке  $l=l_*$ , имеет вид:

$$\frac{n_T^*}{n} > g\left(\frac{R_*}{R}\right), \quad (25)$$

где  $n_0$  — плотность ионов основной плазмы на участке однородного поля,  $n_T^*$  — плотность быстрых тритонов в точке остановки, а график функции  $g$  показан на рис. 10. Подразумевается, что угловое распределение быстрых тритонов очень узкое, так что их плотность существенно отлична от нуля только вблизи точки  $l=l_*$ , как это и показано на рис. 9. При выполнении условия (25) потери плазмы из ловушки становятся меньше, чем

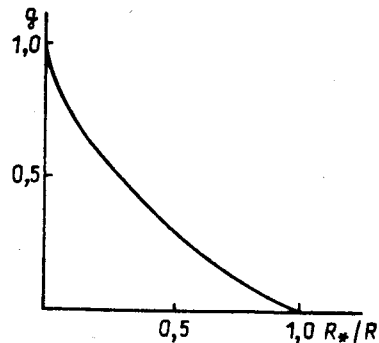


Рис. 10. Зависимость  $g$  от  $R_*/R$

вычисленные по формуле (17) (см. рис. 11), течение всюду в интервале  $l_* < l < l_m$  становится сверхзвуковым, так что плотность ионов основной плазмы возрастает от точки  $l=l_*+0$  (пик считаем бесконечно узким) до точки  $l=l_m$ . В результате распределение потенциала приобретает характерный вид, показанный на рис. 9в: между точкой  $l=l_*$  и пробкой появляется электростатическая потенциальная яма для ионов. В чисто газодинамическом режиме, когда длина свободного пробега ионов мала по сравнению с размером этой ямы, захвата ионов в ней происходить не может (они «выметаются» потоком плазмы). Если же длина свободного пробега ионов в этой области велика, то вопрос о плотности захваченных ионов должен решаться на основе балансовых уравнений, учитывающих затраты ионов и их столкновительное выбивание.

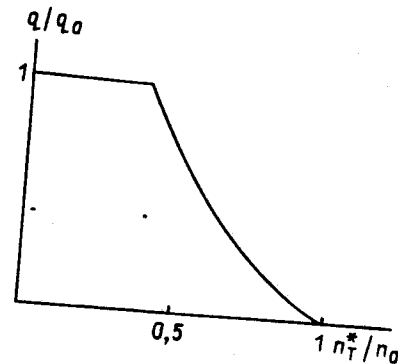


Рис. 11. Зависимость плотности потока плазмы в пробке от плотности быстрых тритонов  $n_T^*$  при  $R_*/R=0,4$ ;  $q_0 = n_0 \sqrt{T_e/2,73m_i}$ .

Приведенные выше результаты относятся к значениям  $n_T^*$ , меньшим  $n_0$ . В области  $n_T^* > n_0$  влияние пика становится аналогичным тому, которое имеет место в амбиполярных ловушках, распределение потенциала приобретает вид, изображенный на рис. 10в, а зависимость потока ионов основной плазмы от  $n_T^* - n_0$  приобретает вид:

$$q \propto \left(\frac{n_T^*}{n_0}\right)^{\frac{T_e}{T_i}}$$

подробнее см. [12]).



### 3. МГД-УСТОЙЧИВОСТЬ И ПОПЕРЕЧНЫЕ ПОТЕРИ

Одно из основных преимуществ ГДЛ состоит в возможности получения МГД устойчивого удержания плазмы при простой аксиально-симметричной геометрии магнитного поля. Это обстоятельство связано с тем, что в отличие от классических пробкотронов, где за пробкой плазмы практически нет, в ГДЛ плазма простирается далеко в запробочную область. Если силовые линии магнитного поля имеют здесь благоприятную кривизну, то эта область вносит стабилизирующий вклад в критерий устойчивости, компенсируя дестабилизирующий вклад от переходного участка и обеспечивая устойчивость системы в целом.

Ниже мы рассмотрим, какой запас устойчивости может обеспечить расширитель, и какие рекомендации по выбору геометрии магнитного поля следуют из требований устойчивости плазмы по отношению к желобковым и баллонным модам.

#### 3.1. Стабилизация желобковой неустойчивости потоком истекающей из ловушки плазмы

Особенности в исследовании МГД-устойчивости ГДЛ связаны с наличием течения плазмы в пробке и запробочной области со скоростями порядка скорости звука. Как указывалось в [1, 5], а затем было строго показано в [13], несмотря на большие направленные скорости плазмы, критерий устойчивости ГДЛ по отношению к возмущениям желобкового типа может быть представлен в форме известного критерия Розенблюта—Лонгмайра [14]:

$$\int dl \frac{\pi_{\parallel} + \pi_{\perp}}{rB^2} \kappa > 0. \quad (26)$$

Здесь  $\pi_{\parallel}$  и  $\pi_{\perp}$  — продольная и поперечная по отношению к магнитному полю компоненты тензора плотности потока импульса,  $r(l)$  — расстояние от оси системы до силовой линии,  $\kappa(l)$  — кривизна силовой линии. Наличие течения плазмы проявляется в выражении для  $\pi_{\parallel}$ :

$$\begin{aligned} \pi_{\parallel} &= p_{\parallel} + \rho v^2, \\ \pi_{\perp} &= p_{\perp}, \end{aligned} \quad (27)$$

где  $p_{\parallel}$ ,  $p_{\perp}$  — продольное и поперечное давления плазмы,  $\rho$  — плотность,  $v$  — скорость течения. Условия применимости критерия устойчивости в форме (26) сводятся к тому, чтобы время пролета плазмы через переходную область и расширитель было мало по сравнению с характерным временем развития желобковых возмущений. Это условие автоматически выполняется для длинных пробкотронов,  $l \gg l_m$  (см. [13]). В парак-

сиальном приближении критерий (26) приобретает более простой вид:

$$I = \int \mathcal{P} r^3 r'' dl > 0, \quad (28)$$

где  $\mathcal{P} = p_{\parallel} + p_{\perp} + \rho v^2$ . Здесь учтено, что величины  $r(l)$  и  $\kappa(l)$  выражаются формулами

$$r = r_0 [B_{\min}/B(l)]^{1/2}, \quad \kappa = d^2 r / dl^2, \quad (29)$$

где  $B(l)$  — напряженность магнитного поля на оси системы,  $B_{\min}$  и  $r_0$  — напряженность поля и расстояние от оси до силовой линии в центральной части соленоида. Рассматривая желобковую неустойчивость, мы будем полагать  $\beta \ll 1$  и, соответственно, считать магнитное поле в плазме совпадающим с вакуумным.

Величина  $\mathcal{P}$  является некоторой функцией напряженности магнитного поля на силовой линии:  $\mathcal{P} = \mathcal{P}(B)$ . Поскольку, с другой стороны, расстояние  $r$  от оси до силовой линии в параксиальном приближении также является функцией  $B$  (см. (29)), то можно считать  $\mathcal{P}$  функцией  $r$ :

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}(r). \quad (30)$$

Интеграл (28) удобно представить в виде суммы интегралов  $I_m$  и  $I_{ex}$ , описывающих вклады от переходного участка и расширителя. В классических бесстолкновительных пробкотронах ( $\lambda_{ii} \gg RL/\ln R$ ) плазмы в запробочной области практически нет, и поэтому знак (28) определяется первым интегралом  $I_m$ . Производя в нем интегрирование по частям и учитывая, что  $r'(0) = r'(l_m) = 0$ , получаем:

$$I_m = - \int_0^{l_m} r' \frac{d}{dl} (\mathcal{P} r^3) dl. \quad (31)$$

Так как  $r' < 0$ , то знак (31) определяется знаком производной  $d(\mathcal{P} r^3)/dl$ . Если исходить из предположения, что величины  $p_{\parallel}$  и  $p_{\perp}$  монотонно убывают по мере приближения к пробке, то

$$d(\mathcal{P} r^3)/dl < 0. \quad (32)$$

Более того, даже если  $\mathcal{P}$  растет с координатой  $l$ , но не быстрее  $r^{-3}$ , интеграл (31) отрицателен независимо от формы силовых линий, что является основанием для хорошо известного утверждения о неустойчивости классического пробкотрона с аксиально-симметричным магнитным полем. Исключение из этого правила составляют режимы с сильной немонотонностью функции  $\mathcal{P}$  (см. раздел 3.2).

Сейчас мы не будем анализировать эти специальные случаи и ограничимся рассмотрением ситуаций, когда всюду на интервале  $0 \leq l \leq l_m$  выполняется неравенство (32). Исследование

вариационной задачи для функционала  $I_m$  показывает, что в этом случае существует выделенная конфигурация силовых линий, для которой неблагоприятный вклад минимален по абсолютной величине (при заданных длине переходной области  $l_m$  и пробочном отношении  $R$ ). Профиль оптимальной силовой линии выражается формулой:

$$\frac{l}{I_m} = \int_r^{r_0} dr \sqrt{\frac{d}{dr}(\mathcal{P}r^3)} \bigg|_{r_0/\sqrt{R}} \int_{r_0/\sqrt{R}}^{r_0} dr \sqrt{\frac{d}{dr}(\mathcal{P}r^3)}, \quad (33)$$

задающей в неявном виде связь  $r(l)$ . При больших пробочных отношениях это соотношение может быть представлено в явном виде. Возможность упрощений связана с тем, что при  $R \gg \gg 1$  давление и, соответственно, функция  $\mathcal{P}$  практически постоянны на всем переходном участке и равны своим значениям в точке  $l=0$ . Учитывая это при интегрировании в (33), приходим к результату:

$$r = r_0 \sqrt{1 - (l/l_m)(1 - R^{-1})}. \quad (34)$$

Для зависимости (33) значение интеграла  $I_m$  по абсолютной величине оказывается минимальным:

$$|I_m|^{\min} = \frac{1}{I_m} \left[ \int_{r_0/\sqrt{R}}^{r_0} dr \sqrt{\frac{d}{dr}(\mathcal{P}r^3)} \right]^2. \quad (35)$$

В пределе больших пробочных отношений, когда справедлива асимптотика (34), выражение (35) принимает вид:

$$|I_m|^{\min} = \frac{3}{2} \frac{p_0 r_0^4}{I_m}. \quad (36)$$

Численные расчеты показывают, что уже при  $R \geq 10$  приближенные формулы (34), (36) обеспечивают точность не хуже 5%. Следует также отметить, что при сшивке решений (33), (34) с однородным полем центральной части и расширяющимся полем за пробочной областью возникают изломы силовой линии, вблизи которых формально нарушается условие параксильности. Сглаживание этих изломов на масштабе  $\delta (r_0^2/l_m \ll \ll \delta \ll l_m)$  позволяет удовлетворить условию параксильности без заметного изменения интеграла устойчивости по отношению к оптимальному.

Обсудим теперь, какой стабилизирующий вклад может обеспечить расширитель. Из формулы (28) видно, что вклад расширителя в интеграл устойчивости будет стабилизирующим, если  $r$  растет с  $l$  быстрее, чем по линейному закону (тогда силовые линии в расширителе выпуклы в сторону плазмы). Так как по мере удаления от пробки плотность падает по закону  $\rho \sim \rho_0 (B/B_{\max})$ , а скорость течения, если не учитывать ускорение ионов в амбиполярном потенциале, остается постоянной и по порядку величины равной скорости звука на срезе пробки,

приближенную зависимость  $\mathcal{P}$  от  $r$  в расширителе можно представить в виде:

$$\mathcal{P} \sim \rho v^2 \sim \rho (p_0/\rho_0) \sim p_0 (r_0^2/r^2 R).$$

Используя эту зависимость, перепишем  $I_{ex}$  в форме

$$I_{ex} \approx \frac{p_0 r_0^2}{R} \int_{l_m}^{l_w} r'' r dl, \quad (37)$$

откуда видно, что основной вклад в интеграл (37) вносит область больших значений  $r$  (порядка расстояния  $r_w$  от оси до силовой линии на поглощающей стенке). Это обстоятельство является весьма существенным для оценки эффективности газодинамической стабилизации. Оно указывает на то, что стабилизирующий вклад можно сделать значительным, если использовать магнитные поля с большой степенью расширения [15].

Для оценки величины эффекта заменим множители в (37) следующим образом:  $r \sim r_w$ ,  $r'' \sim r_w / \Delta l_{ex}$  ( $\Delta l_{ex} = l_w - l_m$  — длина расширителя), после чего получим:

$$I_{ex} \approx p_0 (r_0^2 r_w^2 / R \Delta l_{ex}). \quad (38)$$

Сравнение (36) и (38) показывает, что условие стабилизации желобковой неустойчивости  $I_{ex} > |I_m|$  налагает следующее ограничение на геометрические характеристики магнитного поля:

$$l_m > \Delta l_{ex} (r_0^2 R / r_w^2).$$

Используя постоянство магнитного потока  $r_w^2 B_w = r_0^2 B_{\min}$ , его можно выразить через значения  $B_{\min}$  и  $B_w$ , где  $B_w$  — напряженность магнитного поля на поглощающей стенке:

$$l_m > \Delta l_{ex} (B_w R / B_{\min}). \quad (39)$$

Видно, что эффективность работы расширителя в качестве якоря для стабилизации желобковой неустойчивости зависит от того, насколько мало значение  $B_w$ . Одно из ограничений снизу на величину  $B_w$  возникает в связи с тем, что локальное значение параметра  $\beta_{\text{flow}} = 8\pi r v^2 / B^2$  увеличивается по мере расширения потока по закону:

$$\beta_{\text{flow}} \approx \beta (B_{\min} / BR), \quad (40)$$

где значение  $\beta$  относится к центральной части ловушки (в ГДЛ оно равно по порядку величины единице). Если ориентироваться на магнитное удержание плазмы во всем объеме расширителя, то условие  $\beta_{\text{flow}} < 1$  должно быть выполнено во всех точках силовой линии вплоть до поглощающей стенки. Иными словами, должно быть выполнено неравенство

$$B_{\min} / B_w R < 1 \quad (41)$$

(мы положили  $\beta \sim 1$ ).

Если, стремясь еще больше увеличить стабилизирующий эффект, выйти за рамки неравенства (41), то локальное значение  $\beta_{\text{low}}=1$  будет достигаться в промежутке между пробкой и поглощающей стенкой. Так как на участке силовой линии, лежащей за этой точкой, скорость течения плазмы больше альфвеновской скорости (что препятствует распространению альфвеновских колебаний к центру ловушки), область  $\beta_{\text{low}}>1$  перестает вносить стабилизирующий вклад в критерий желобковой неустойчивости (см. [13]), и, соответственно, верхний предел интегрирования в (37) должен определяться не поглощающей стенкой, а координатой  $l^*$ , где  $\beta_{\text{low}}(l^*)=1$ . Разумеется, в этом случае формула (37) теряет точный количественный смысл, так как вблизи точки  $l=l^*$  велики возмущения вакуумных характеристик поля. Оценочно условие стабилизации выражается в такой ситуации неравенством  $l_m > l^* - l_m$ . Учитывая, что на пределе применимости параксиального приближения  $l^* - l_m \sim r(l^*)$ , а из условия  $\beta_{\text{low}}=1$  и формулы (41) следует соотношение  $r(l^*) = r_0 \sqrt{R}$ , приходим к выводу, что, в принципе, расширитель может обеспечить такой запас устойчивости, при котором стабилизация желобковой неустойчивости будет происходить при очень мягких ограничениях на длину переходной области\*):

$$l_m \geq r_0 \sqrt{R}. \quad (42)$$

Фактически это условие сводится к требованию, чтобы длина пробки была приблизительно в 10 раз больше радиуса плазмы на участке однородного магнитного поля. Отметим, что некоторое дополнительное увеличение стабилизирующего вклада возникает за счет слагаемого  $\rho v^2$  при учете ускорения ионов амбиполярным потенциалом, присутствующим в расширителе (см. раздел 2.3).

### 3.2. Другие методы стабилизации желобковой неустойчивости в ГДЛ

Увеличить запас устойчивости в ГДЛ (или даже полностью обеспечить устойчивость) можно не только с помощью потока за пробкой плазмы, но и посредством ряда других методов. Прежде всего, упомянем стабилизирующий эффект, связанный с действием на плазму радиальной силы со стороны пучков нейтралов, применяемых для поддержания материального и энергетического баланса. Следуя работе [16], дадим качественное описание эффекта (количественные результаты можно найти в работе [17]). Будем считать, что инжекция ведется

\* В первых расчетах [1, 5], в отличие от [15], не было учтено то обстоятельство, что основной стабилизирующий вклад вносят участки с большой степенью расширения магнитного потока, поэтому полученное в них условие в  $R$  раз жестче, чем неравенство (42).

осесимметрично (рис. 12), причем плотность нейтралов на границе плазмы равна  $n_0$ , а их скорость  $v_0$ . Будем также считать, что длина поглощения нейтралов по порядку величины равна радиусу плазмы  $a$  (если она существенно превышает  $a$ , то плазма прозрачна для нейтралов, и пучки используются неэффективно; если она значительно меньше  $a$ , то плазма становится трубчатой). При этом в единице объема плазмы в единицу

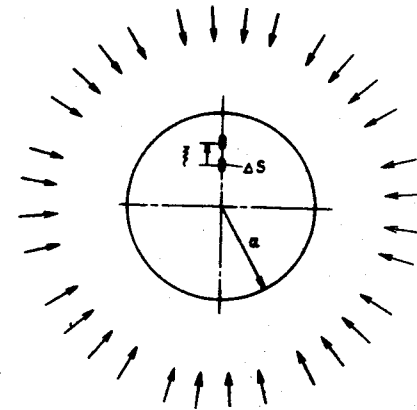


Рис. 12. Поперечное сечение плазменного шнура. Стрелками схематически показана инжекция нейтралов, обеспечивающая в целом почти осесимметричный их поток

времени поглощается (по порядку величины)  $n_0 v_0 / a$  нейтралов. Если время жизни плазмы по отношению к уходу через пробку равно  $\tau$ , то в стационарном состоянии

$$n_0 \sim n \frac{a}{v\tau}, \quad (43)$$

где  $n$  — плотность плазмы.

Пусть силовая трубка с поперечным сечением  $\Delta S$  (рис. 12) смещается по радиусу на расстояние  $\xi$  ( $\Delta S$  и  $\xi$  относятся к однородному участку). В новом положении трубка окружена плазмой с другой плотностью и температурой. Соответственно, поглощение нейтралов в трубке отличается от поглощения в окружающей плазме, и трубка испытывает нескомпенсированную силу

$$f_0 \sim \frac{\Delta S m_i n_0 v_0^2 L}{a} \frac{\xi}{a},$$

или, при учете (43),

$$f_0 \sim \frac{\Delta S L m_i n v_0}{\tau} \frac{\xi}{a}. \quad (44)$$

С другой стороны, «архимедова сила» (создаваемая эффектами кривизны силовых линий) равна

$$f_A \sim \Delta S \frac{\xi}{a} \frac{a}{L_m} p, \quad (45)$$

где  $p \sim m_i n v_{Ti}^2$  — давление плазмы, а  $L_m$  — длина пробочных участков. Сравнивая (44) и (45), находим, что эффект инжекции нейтралов существен при

$$L > a \frac{v_{Ti}^2 \tau}{v_0 L_m}. \quad (46)$$

Знак силы  $f_0$  (стабилизирующий или дестабилизирующий) зависит от деталей процесса поглощения. В большинстве реальных ситуаций он соответствует стабилизирующему эффекту. При этом выполнение условия (46) обеспечивает устойчивость центральной части ловушки «самой по себе», без стабилизации расширителями. Численные оценки показывают, что для реактора-ГДЛ неравенство (46) может выполняться.

Еще одна возможность стабилизации центральной части ГДЛ, имеющая определенные перспективы при использовании ГДЛ в качестве нейтронного источника, — это наклонная инжекция нейтралов с целью создания популяции плещущихся ионов с точками остановки в области благоприятной кривизны силовых линий. При этом, если угловой разброс плещущихся ионов достаточно мал, то вблизи точек остановки давление плазмы (точнее, сумма  $p_{\parallel} + p_{\perp}$ ) имеет острый пик, и эта область вносит преобладающий вклад в интеграл устойчивости (26), обеспечивая устойчивость системы в целом.

На этот метод стабилизации было указано еще в работе Розенблюта и Лонгмайера [14], но более поздние расчеты Розенблюта и Хинтона [18], выполненные для некоторой конкретной геометрии магнитного поля, показали, что требования к угловому разбросу плещущихся ионов весьма жесткие — чтобы удовлетворить им, нужно взять энергию инжекции в сотни раз выше электронной температуры (тогда угловое рассеяние ионов будет несущественным на фоне их быстрого торможения на электронах плазмы, и угловой разброс будет очень малым). Этот результат дал основания для пессимистической оценки всего метода стабилизации. Однако, в недавней статье [19] было замечено, что некоторая оптимизация формы силовых линий, состоящая в «сглаживании» силовых линий вдали от точки остановки и, напротив, в создании очень резкого их «излома» в точке остановки (рис. 13), позволяет в несколько раз снизить энергию инжекции по отношению к температуре электронов. В реакторе-ГДЛ энергия инжекции остается все еще слишком большой (т. к. температура электронов в реакторе не может быть меньше 5–10 кэВ), но если ориентироваться на при-

менение ГДЛ в качестве нейтронного генератора, в котором температура электронов может быть снижена до 1–2 кэВ, энергия инжекции попадает в пределы реального.

Имеются предложения по стабилизации газодинамических ловушек при помощи концевых антипробкотронов (рис. 14). Информацию об установках такого рода можно найти, например, в обзоре [20]. Стабилизаторы в виде антипробкотронов обеспечивают, в принципе, большой запас устойчивости и в этом отношении представляют заметный интерес. Некоторый недостаток таких стабилизаторов — усложнение концевых приемников плазмы, связанное с тем, что плазма теперь вытекает как через осевое отверстие, так и через кольцевую щель антипробкотронов.

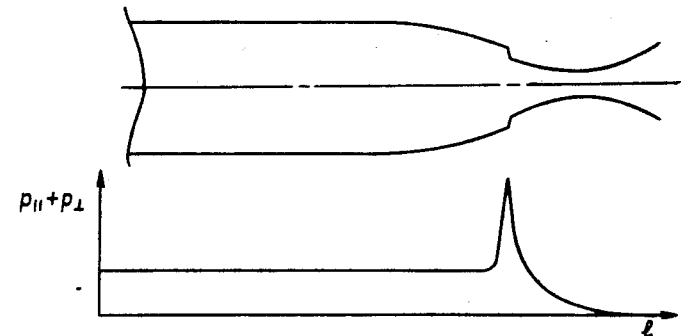


Рис. 13. Форма силовых линий и распределение давления плазмы вдоль оси установки при стабилизации плещущимися ионами

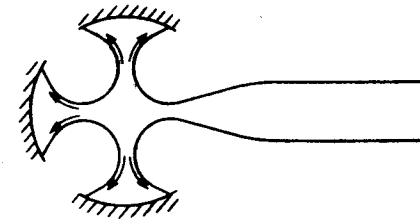


Рис. 14. Форма магнитной поверхности при использовании антипробкотрона в качестве стабилизатора газодинамической ловушки. Стрелками показан поток плазмы. Заштрихованы поверхности поглотителей плазмы

Обстоятельство, которое должно быть упомянуто в связи с проблемой МГД-стабилизации плазмы в ГДЛ, — это важная роль эффектов конечного ларморовского радиуса (КЛР) ионов. Мерой значимости этих эффектов, как известно, является параметр  $v_{Ti}/aN\Gamma$ , где  $\Gamma$  — инкремент желобковой неустойчивости, а  $N = a/r_{Li}$  число ионных ларморовских радиусов, укладываемых

щихся на радиусе плазмы. При  $v_{Ti}/aN \gg 1$ , согласно предсказаниям теории (см. исходную работу [21] и обзор [22]), неустойчивой остается только «глобальная» мода  $m=1$ , соответствующая смещению плазмы как целого, а более высокие моды стабилизируются. Если не пользоваться рассмотренной в разделе 3.1 стабилизацией с помощью расширителя, то характерный инкремент неустойчивости  $\Gamma$  по порядку величины равен  $v_{Ti}/\sqrt{Ll_m}$ , где  $l_m$  — длина пробок. Соответственно, условие стабилизации плазмы эффектами КЛР приобретает вид:

$$\frac{\sqrt{Ll_m}}{aN} > 1. \quad (47)$$

Полагая  $L \sim 10^5$  см,  $l_m \sim 10^{-4}$  см,  $a \sim 10^2$  см,  $N \sim 10$ , получаем, что это неравенство выполняется, т. е. неустойчивой должна оставаться только «глобальная» мода. Некоторые экспериментальные указания на то, что эффект КЛР стабилизирует все моды, кроме глобальной, имеются. В частности, на амбиполярной ловушке TARA, работавшей в режиме простого осесимметричного пробкотрона [23], в условиях (47) наблюдалась МГД-активность только на глобальной моде. Вместе с тем, абсолютной гарантии того, что эффекты КЛР являются универсальным средством подавления высоких мод, сегодня все-таки нет. Ситуация станет более определенной после завершения специально запланированных экспериментов на установке ГДЛ [24].

Если окажется, что высокие моды желобковой неустойчивости в ГДЛ подавлены, то для стабилизации основной моды можно будет воспользоваться методом обратных связей [25].

### 3.3. Роль вращения плазмы

Неблагоприятное влияние на МГД-устойчивость плазмы в ГДЛ может оказывать вращение плазмы вокруг оси системы, возникающее под действием радиального электрического поля. Происхождение этого поля легко понять из рассуждений, содержащихся в разделе 2.1: между торцевой стенкой и внутренней областью плазмы вдоль каждой силовой линии устанавливается разность потенциалов порядка нескольких  $(T_e/e)$ . Так как электронная температура, вообще говоря, разная на разных магнитных поверхностях, а потенциал поглотителя постоянен, то внутри ловушки в плазме имеется радиальная разность потенциалов порядка нескольких  $T_e/e$  и радиальное электрическое поле порядка  $T_e/ea$ .

Скорость электрического дрейфа в таком поле равна

$$v_d \sim \frac{cT_e}{eaB_{\min}}. \quad (48)$$

При спадающей по радиусу плотности плазмы центробежное ускорение  $v_d^2/a$  делает энергетически выгодным «всплытие» более тяжелых желобков из внутренних областей плазмы. Относительную роль этого резервуара свободной энергии по сравнению со вкладом от участков неблагоприятной кривизны силовых линий в области пробок можно оценить следующим образом:

$$\frac{\text{центробежный вклад}}{\text{вклад от участков неблагоприятной кривизны}} = \frac{Lv_d^2/a}{l_m v_{Ti}^2 \kappa} \sim \frac{Ll_m v_d^2}{a^2 v_{Ti}^2}$$

(мы учли, что  $\kappa \sim a/l_m^2$ ). Принимая во внимание оценку (48), легко усмотреть, что роль центробежных эффектов мала при

$$\frac{\sqrt{Ll_m}}{aN} < 1,$$

где  $N = a/r_{Li}$ . Это неравенство противоположно неравенству (47) и обычно не выполняется (причем с большим запасом, см. численный пример после формулы (47)). Поэтому вращение плазмы является важным дестабилизирующим эффектом и требует значительного увеличения «запаса устойчивости», обеспечиваемого расширителями.

При необходимости радиальную разность потенциалов в центральной части ловушки можно ликвидировать, если провести секционирование торцевых приемников плазмы на отдельные кольца и создать нужное распределение потенциала между кольцами. То, что такая техника действительно позволяет управлять радиальным распределением потенциала в плазме, продемонстрировано в экспериментах на установках ПСП-2 в Новосибирском институте ядерной физики, ТМХ-У в Ливерморе (США) и ГАММА-10 в Цукубе (Япония).

### 3.4. Устойчивость баллонных мод

Даже если устойчивость желобковых возмущений достигнута ( $I_{ex} > |I_m|$ ), ГДЛ с конечным значением  $\beta$  может быть неустойчива по отношению к раскатке баллонных мод.

Известно, что в случае плазмы без течения устойчивость баллонных мод можно исследовать с помощью энергетического принципа [26, 27]. При этом подходе устойчивость или неустойчивость системы определяются знаком потенциальной энергии возмущения  $W(\xi)$ . Существенным для задачи о баллонной неустойчивости ГДЛ является то, что, несмотря на наличие течения, ее можно исследовать с помощью обычного энергетического принципа без учета направленного движения плазмы. Действительно, на переходном участке это заведомо справедливо, так как из-за большого пробочного отношения почти всюду здесь скорость течения мала по сравнению с тепловой скоро-

стью. Что касается вклада от запробочной области, то, как показано в [15], в практически интересном случае, когда запас устойчивости по желобковым модам велик ( $I_{ex} \gg |I_m|$ ), критические значения  $\beta$  слабо зависят от характеристик расширителя, наличие которого в этом пределе можно учитывать граничным условием в замороженности в пробке.

Важно отметить, что, как следует из результатов [28], критические значения  $\beta$  в аксиально-симметричном случае по порядку величины равны единице, поэтому при постановке задачи на устойчивость следует учитывать искажения вакуумного магнитного поля. Это означает, что при заданном внешними катушками распределении вакуумного поля  $B_v(l)$  реальное значение напряженности поля в плазме  $B(\psi, l)$  и, соответственно, профиль силовой линии  $r(\psi, l)$  должны определяться из уравнения поперечного равновесия, которое в параксиальном приближении имеет вид

$$\frac{B^2}{8\pi} + p = \frac{B_v^2}{8\pi}. \quad (49)$$

В пределе  $R \gg 1$  давление плазмы на большей части переходного участка постоянно вдоль силовых линий и зависит только от номера магнитной поверхности, поэтому его можно представить в виде

$$p(\psi) = p(0) \cdot f(\psi), \quad (50)$$

где потоковая координата  $\psi$  вводится следующим образом:  $d\psi = r dr B / B_{vmin}$ ,  $p(0)$  — давление на оси ловушки, функция  $f(\psi)$  описывает радиальный профиль давления ( $f(0) = 1$ ).

Используя (49), (50), выразим  $B(\psi, l)$  через  $B_v(l)$ :

$$b(\psi, l) = \sqrt{b_v^2(l) - \beta f(\psi)}. \quad (51)$$

Здесь введены безразмерные напряженности поля  $b = B/B_{vmin}$  и  $b_v = B_v/B_{vmin}$  ( $b_v(0) = 1$ ,  $b_v(l_m) = R$ ), параметр  $\beta$  определен следующим образом:

$$\beta = 8\pi p(0) / B_{vmin}^2,$$

Пользуясь определением  $\psi$  и формулой (29), найдем радиус силовой линии

$$r^2(\psi, l) = 2 \int_0^\psi \frac{d\psi'}{\sqrt{b_v^2(l) - \beta f(\psi')}}. \quad (52)$$

Формулы (50) — (52) описывают равновесную конфигурацию параксиального магнитного поля при конечных значениях параметра  $\beta$ .

Наиболее опасными в МГД-приближении являются локализованные мелкомасштабные ( $m = \infty$ ) возмущения, потенциалы

ная энергия которых в параксиальном случае записывается следующим образом [29]:

$$W = \frac{\Delta\psi}{8\pi} \int dl \left[ \frac{1}{br^2} \left( \frac{dx}{dl} \right)^2 - \beta \frac{r''}{rb^2} \left| \frac{df}{d\psi} \right| x^2 \right]. \quad (53)$$

Интегрирование в (53) ведется вдоль невозмущенной силовой линии  $\psi = \text{const}$ ,  $x = \xi_n Br$ , где  $\xi_n$  — нормальная к силовой линии компонента вектора смещения  $\xi(r, t)$ .

Первый член в подынтегральном выражении описывает возмущение магнитной энергии. Он равен нулю на смещениях желобкового типа ( $x = \text{const}$ ) и положителен во всех других случаях. Второе слагаемое связано с возмущением внутренней энергии плазмы. Знак его зависит от знака кривизны  $r''$  и, поскольку в переходной области этот знак меняется, при достаточно больших  $\beta$  и специально подобранных  $x(l)$  может оказаться, что  $W < 0$ . Из сказанного видно, что задача нахождения границы устойчивости сводится к отысканию экстремали функционала (53), на которой он достигает минимума, причем минимальное значение должно равняться нулю. Значение параметра  $\beta$ , при котором впервые по мере его увеличения появляется такая экстремаль, соответствует границе устойчивости баллонных мод.

Варьируя функционал (53), приходим к уравнению для экстремалей

$$\frac{d}{dl} \left( \frac{1}{br^2} \frac{dx}{dl} \right) + \beta \frac{r''}{rb^2} \left| \frac{df}{d\psi} \right| x = 0. \quad (54)$$

Граничные условия для него должны ставиться на торцевых стенках, и их вид зависит от физических характеристик этих поверхностей. Однако, ясно, что в условиях, когда расширитель обеспечивает большой запас устойчивости по желобковым модам, смещение  $x(l)$ , минимизирующее (53), должно быть близко к нулю в запробочной области. Это обстоятельство позволяет рассматривать уравнение (54) не на всей длине ловушки с расширителями, а только на переходном участке с требованием  $x'(0) = 0$  и условием в замороженности  $x(l_m) = 0$  в пробке. Такой подход использовался, например, в расчетах [30], где находилось пороговое значение  $\beta_{crit}$  для некоторой зависимости  $b_v(l)$ . Вопрос о том, насколько можно повысить критические  $\beta$  путем оптимизации конфигурации вакуумного магнитного поля, исследовался в работе [15]. Прделанные расчеты показывают, что профиль (34), оптимальный с точки зрения желобковых мод, является далеко не самым лучшим по условиям раскочки баллонных мод, а соответствующее значение  $\beta_{crit} = 0,36$ . Для повышения пороговых значений  $\beta$  следует переходить к более крутым профилям, позволяющим повысить  $\beta$  до значений  $0,7 \div 0,8$ . Эти результаты позволяют сделать вывод, что плазма в ГДЛ будет устойчива по отношению к раскочке баллонных мод вплоть до значений  $\beta = 0,7 \div 0,8$ .



Обобщение энергетического принципа на случай анизотропной плазмы позволяет проанализировать влияние баллонных эффектов на порог развития «шланговой» неустойчивости, опасность возникновения которой оказывает существенное влияние на выбор оптимальных характеристик нейтронного источника на основе ГДЛ (см. раздел 5). Как известно, в однородной анизотропной плазме, помещенной в однородное магнитное поле, порог развития «шланговой» неустойчивости равен  $\beta_{||}=2$ . Рассмотрение аналогичной задачи с учетом радиальной неоднородности плазмы и кривизны магнитного поля показывает [31], что баллонные эффекты не приводят к катастрофическому ужесточению условий развития «шланговой» неустойчивости. Так, например, для геометрии магнитного поля (34) пороговое значение  $\beta_{||}$  оказывается равным:  $\beta_{||}=1,56$ .

Упомянувшееся в разделе 3.4 вращение плазмы может оказывать влияние и на устойчивость баллонных мод. Наибольшим инкрементом обладает мода  $m=2$ , соответствующая «сплющиванию» плазмы, см [32]. Условие того, что возмущение магнитной энергии превышает высвобождаемую при таком «сплющивании» часть энергии вращения, имеет вид:  $(B_{\min}^2/8\pi)(a^2/L) \gg m_i n v a^2 L$ , или, при учете (48),

$$\beta \leq N \frac{a}{L}.$$

Ограничение формально очень жесткое. Нужно, правда, помнить, что при  $N < L/a$  важную роль играют эффекты КЛР, которые могут запрещать развитие деформации сплющивания и оставлять только возмущения вида изгибов плазменного шнура ( $m=1$ ), которые значительно менее чувствительны к эффектам вращения. Подробное рассмотрение баллонных мод при наличии вращения и эффектов КЛР можно найти в работе [33].

### 3.5. Поперечный перенос

Чтобы составить некоторое представление о допустимых значениях поперечных коэффициентов переноса в реакторе-ГДЛ, воспользуемся известной оценкой времени поперечной диффузии в цилиндре радиуса  $a$ :

$$\tau_{\perp} \approx \frac{a^2}{6\mathcal{D}},$$

где  $\mathcal{D}$  — коэффициент диффузии, а численный фактор в знаменателе примерно равен квадрату первого корня нулевой функции Бесселя ( $\mu_{01} \approx 2,4$ ). Требуя, далее, чтобы время поперечного удержания  $\tau_{\perp}$  обеспечивало получение заданного коэффициента усиления  $Q$ , получаем следующую оценку допустимого значения коэффициента диффузии (или температуропроводности):

$$\mathcal{D} < \mathcal{D}_{\text{crit}} \equiv \frac{a^2}{6\tau_{\perp}(Q)}. \quad (55)$$

Поперечный размер плазмы будем измерять в числе укладываемых на нем ларморовских радиусов  $N$ :

$$a = Nr_{Li}, \quad r_{Li} = \frac{m_i c}{eB} \sqrt{\frac{\pi T_i}{2m_i}}. \quad (56)$$

Естественно, что в качестве магнитного поля в формулу (56) следует подставлять его значение, исправленное на конечность  $\beta$ :

$$B = B_{\text{vmin}} \sqrt{1-\beta}, \quad (57)$$

где  $\beta = 8\pi p/B_{\text{vmin}}^2$ . Собирая вместе соотношения (55) — (57), находим:

$$\mathcal{D}_{\text{crit}} = \frac{\pi N^2}{12(1-\beta)} \frac{m_i T_i c^2}{e^2 B_{\text{vmin}}^2 \tau_{\perp}(Q)}.$$

В качестве иллюстрации вычислим  $\mathcal{D}_{\text{crit}}$  для  $T_i = T_e = 15$  кэВ. При этой температуре имеем (см. [34]):

$$n\tau_{\perp}(Q) \approx 3 \cdot 10^{13} Q \text{ см}^3 \text{с}^{-1}$$

и

$$\mathcal{D}_{\text{crit}} (\text{см}^2/\text{с}) = \frac{1,1}{Q} \frac{N^2 \beta}{1-\beta}.$$

На рис. 15 приведены значения  $\mathcal{D}_{\text{crit}}$  при  $\beta=0,7$ ,  $Q=3$  и  $N=15$  и  $N=25$ .

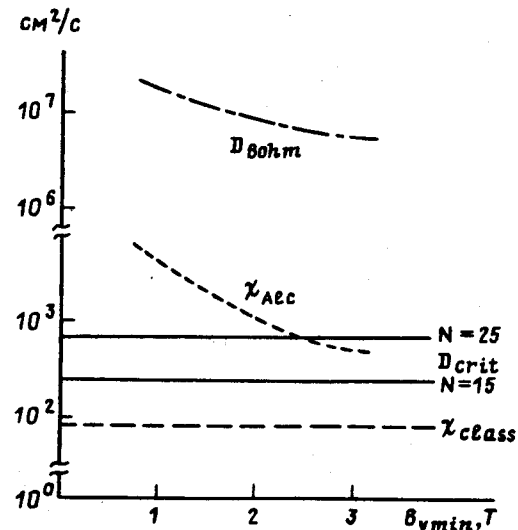


Рис. 15. Зависимость коэффициентов переноса плазмы с  $T_e = T_i = 15$  кэВ и  $\beta = 0,7$  от магнитного поля. Обозначения см. в тексте

Коэффициент классической диффузии, связанной с электрон-ионными столкновениями, во всех практически интересных случаях удовлетворяет условию (55). Классическая ионная теплопроводность идет, грубо говоря, в  $\sqrt{m_i/m_e}$  раз быстрее, чем диффузия. Соответствующий коэффициент температуропроводности равен (см. [35]):

$$\chi_{\text{class}} = \frac{8\sqrt{\pi}}{9} \frac{\Lambda e^2 n \sqrt{m_i} c^2}{B^2 \sqrt{T_i}} \quad (58)$$

(при получении коэффициента температуропроводности мы делили коэффициент ионной теплопроводности на теплоемкость плазмы с  $T_e = T_i$ , т. е. на  $3n$ ). При прежнем значении ионной температуры ( $T_i = 15$  кэВ) из (58) получается, что

$$\chi_{\text{class}} (\text{см}^2/\text{с}) \approx \frac{35\beta}{1-\beta}.$$

Значение  $\chi_{\text{class}}$ , соответствующее  $\beta = 0,7$ , показано пунктирной линией на рис. 15. Видно, что уже при  $N \geq 10$  классическая поперечная теплопроводность не может сколько-нибудь существенно влиять на функционирование реактора-ГДЛ.

Менее ясна ситуация с «аномальными» коэффициентами переноса, обусловленными микротурбулентностью плазмы, поскольку систематические экспериментальные данные о процессах переноса в длинных соленоидах в нужном диапазоне параметров плазмы практически отсутствуют, а теоретические оценки отличаются неопределенностью. Чтобы грубо сравнить ситуацию с имеющей место в установках типа токамак, на рис. 15 точечной линией приведена зависимость от электронной температуропроводности, рассчитанной по так называемому «алкаторному скейлингу» (см. обзор [36]):

$$\chi_{\text{ALC}} (\text{см}^2/\text{с}) = \frac{4 \cdot 10^{17}}{n (\text{см}^{-3})}.$$

Значения  $\chi_{\text{ALC}}$  вычислены в тех же допущениях, что и прежде:  $T_e = T_i = 15$  кэВ,  $\beta = 0,7$ . Из рисунка видно, что уровень аномального переноса, свойственный токамакам, приемлем и для реактора-ГДЛ\*. Разумеется, надо сознавать, что физические условия в токамаке, вследствие эффектов тороидальности и наличия большого продольного тока, заметно отличаются от условий в ГДЛ, так что приведенное сравнение в значительной мере условно.

Еще одна (штрих-пунктирная) кривая на рис. 15 соответствует боровскому коэффициенту диффузии

$$\mathcal{D}_B = \frac{1}{16} \frac{cT}{eB}.$$

\*) Напомним, что в токамаке основной канал теплопередачи — именно электронный.

Суммируя приведенные на рис. 15 результаты, можно утверждать, что классические поперечные потери (включая ионную теплопроводность) не накладывают серьезных ограничений на параметры реактора-ГДЛ. Вполне допустимы были бы и значения коэффициентов аномального переноса, реализующиеся на токамаках. Боровский же коэффициент диффузии совершенно неприемлем — для достижения значения  $Q = 3$  при разумных радиусах плазмы коэффициент диффузии должен быть на 4—5 порядков меньше боровского.

Приведенные сведения дают лишь некоторую «рамку» для будущих поисков. Существенно большая ясность возникает после завершения экспериментов на установках ГДЛ в Новосибирском институте ядерной физики и КП-2М в Сухумском физико-техническом институте (см. разд. 4).

Рассмотрим еще специфический канал поперечных потерь, связанный с аксиально-несимметричными искажениями магнитного поля, вызываемыми несовершенством магнитной системы длинного соленоида. Так как в реакторе между плазмой и катушками магнитного поля размещаются бланкет и защита, то радиус плазмы заметно меньше радиуса катушек. Это позволяет описать искажения магнитного поля формулами параксиального приближения. Именно в разложении скалярного потенциала  $\psi$  магнитного поля возмущений по степеням  $r$  достаточно удержать первые два члена:

$$\psi = \int_0^z B_{\parallel}(z') dz' + b_{\perp}(z) r \cos(\varphi + \varphi_0(z)). \quad (59)$$

Первое слагаемое соответствует возмущению продольного магнитного поля (которое обозначается через  $b_{\parallel}(z)$ ), второе — «квазиоднородному», т. е. мало меняющемуся по  $r$  и по  $z$  на масштабе  $a$ , возмущению поперечного магнитного поля (величина которого равна  $b_{\perp}(z)$ , а ориентация определяется фазой  $\varphi_0(z)$ ). Эти два возмущения приводят к тому, что первоначально однородное магнитное поле длинного соленоида превращается в цепочку неглубоких и слегка изогнутых пробкотронов (рис. 16). Сечение плазмы в этом приближении остается круглым («сплющивание» и более сложные деформации описываются следующими членами параксиального разложения).

Тороидальный дрейф частиц в изогнутых пробкотронах приводит к отклонениям частиц от исходных магнитных поверхностей и возникновению эффектов типа резонансной или неоклассической диффузии (см. обзор [37]). Существенную роль в определении режима диффузии играет скорость азимутального дрейфа, возникающего вследствие двух факторов: радиального электрического поля и радиальной неоднородности

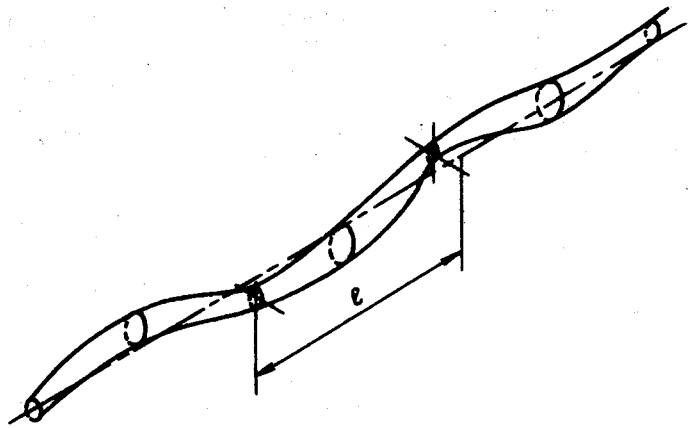


Рис. 16. Схематическое изображение деформаций плазменного шнура, связанных с несовершенством магнитной системы. Для наглядности величина деформаций сильно преувеличена

основного магнитного поля (связанной с конечностью давления плазмы):

$$v_d = \frac{\pm e\varphi_r' + \mu B_r'}{\pm eB},$$

где  $\varphi(r)$  — электростатический потенциал, а  $B(r)$  — основное магнитное поле; знак «+» относится к ионам, а знак «-» — к электронам. Если перепад потенциала на радиусе плазмы по порядку величины равен  $T/e$ , а  $\beta \sim 1$ , то скорость дрейфа по порядку величины может быть оценена как

$$v_d \sim \frac{r_{Li}}{a} v_{Ti} \sim \frac{v_{Ti}}{N}$$

(при  $T_e \sim T_i \sim T$  эта оценка относится и к ионам, и к электронам). На длине  $l$  ион совершает поворот вокруг магнитной оси на угол

$$\delta_i \sim \frac{v_d}{a} \frac{l}{v_{Ti}} \sim \frac{l}{aN},$$

а электрон — на угол

$$\delta_e \sim \frac{v_d}{a} \frac{l}{v_{Te}} \sim \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{l}{aN}.$$

Полагая  $l/a \sim 10$ ,  $N \sim 10$ , находим, что  $\delta_i \sim 1$ ,  $\delta_e \sim 10^{-2}$ , т. е. что ионы (как пролетные, так и запертые в отдельных пробках) диффундируют в резонансном или стохастическом режиме, а электроны — в неоклассическом режиме (ср. [37]).

В качестве иллюстрации приведем оценки коэффициента температуропроводности электронов в одном из режимов.

Электронный перенос существенно зависит от знака радиального электрического поля: если  $\varphi_r' < 0$ , то при любых  $\mu$   $v_d \neq 0$  и «банановые» дрейфовые оболочки отсутствуют; если же  $\varphi_r' > 0$ , то при каждом  $r$  существуют электроны с  $v_d = 0$  (а именно электроны с  $\mu = e\varphi_r'/B'$ ) и «банановые» оболочки имеются. Этот случай мы и рассмотрим.

При не очень больших частотах столкновений основной вклад в электронный поток тепла вносят «запертые» электроны.

При  $v_{ei} < \frac{cT}{eBa^2} \left(\frac{b_{\perp}}{B} \frac{a}{l}\right)^{3/2}$  осуществляется «банановый» режим, и коэффициент электронной температуропроводности [линейно] растет с  $v_{ei}$ . При  $v_{ei} > \frac{cT}{eBa^2} \left(\frac{b_{\perp}}{B} \frac{a}{l}\right)^{3/2}$  осуществляется режим плато (рис. 17), который тянется до высоких частот столкновений. В этом режиме коэффициент электронной температуропроводности  $\chi_e$  определяется оценкой

$$\chi_e \sim \frac{cT}{eB} \left(\frac{b_{\perp} a}{Bl}\right)^2 \sqrt{\frac{b_{\parallel}}{B}}, \quad (60)$$

в которой под  $b_{\perp}$  и  $b_{\parallel}$  понимаются характерные амплитудные значения соответствующих величин.

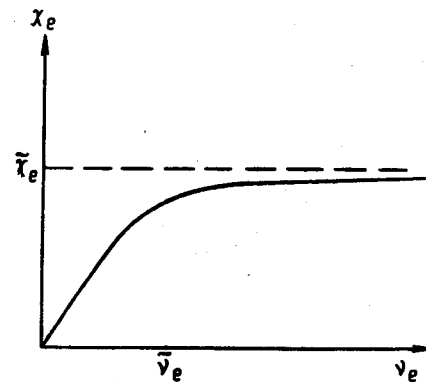


Рис. 17. Электронная температуропроводность в режиме «запертых» электронов  $\left(v_e^* = \frac{cT}{eBa^2} \times \left(\frac{b_{\perp} a}{Bl}\right)^{3/2}, \chi_e^* = \frac{cT}{eB} \left(\frac{b_{\perp} a}{Bl}\right)^2 \sqrt{\frac{b_{\parallel}}{B}}\right)$

Полагая  $a/l \sim 10^{-1}$  и сравнивая оценку (60) с данными рис. 15, находим, что допустимая величина случайных искажений магнитного поля  $b_{\parallel}$ ,  $b_{\perp}$  составляет примерно  $10^{-2} B_0$ . Это ограничение — достаточно мягкое. Общая классификация режимов переноса содержится в препринте [38].

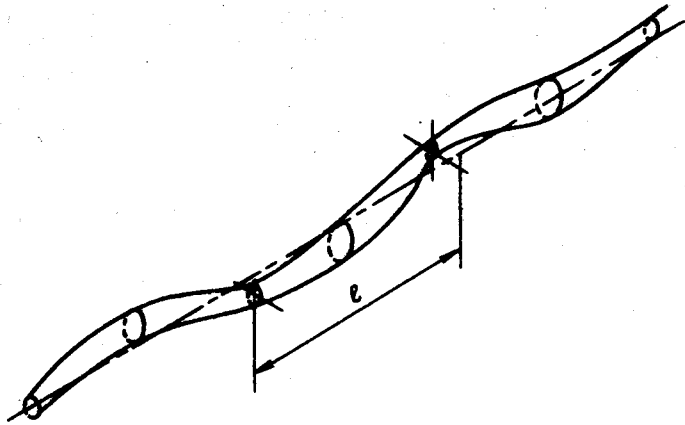


Рис. 16. Схематическое изображение деформаций плазменного шнура, связанных с несовершенством магнитной системы. Для наглядности величина деформаций сильно преувеличена

основного магнитного поля (связанной с конечностью давления плазмы):

$$v_d = \frac{\pm e\varphi_r' + \mu B_r'}{\pm eB},$$

где  $\varphi(r)$  — электростатический потенциал, а  $B(r)$  — основное магнитное поле; знак «+» относится к ионам, а знак «-» — к электронам. Если перепад потенциала на радиусе плазмы по порядку величины равен  $T/e$ , а  $\beta \sim 1$ , то скорость дрейфа по порядку величины может быть оценена как

$$v_d \sim \frac{r_{Li}}{a} v_{Ti} \sim \frac{v_{Ti}}{N}$$

(при  $T_e \sim T_i \sim T$  эта оценка относится и к ионам, и к электронам). На длине  $l$  ион совершает поворот вокруг магнитной оси на угол

$$\delta_i \sim \frac{v_d}{a} \frac{l}{v_{Ti}} \sim \frac{l}{aN},$$

а электрон — на угол

$$\delta_e \sim \frac{v_d}{a} \frac{l}{v_{Te}} \sim \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{l}{aN}.$$

Полагая  $l/a \sim 10$ ,  $N \sim 10$ , находим, что  $\delta_i \sim 1$ ,  $\delta_e \sim 10^{-2}$ , т. е. что ионы (как пролетные, так и запертые в отдельных пробкотронах) диффундируют в резонансном или стохастическом режиме, а электроны — в неоклассическом режиме (ср. [37]).

В качестве иллюстрации приведем оценки коэффициента температуропроводности электронов в одном из режимов.

Электронный перенос существенно зависит от знака радиального электрического поля: если  $\varphi_r' < 0$ , то при любых  $\mu$   $v_d \neq 0$  и «банановые» дрейфовые оболочки отсутствуют; если же  $\varphi_r' > 0$ , то при каждом  $r$  существуют электроны с  $v_d = 0$  (а именно электроны с  $\mu = e\varphi_r'/B'$ ) и «банановые» оболочки имеются. Этот случай мы и рассмотрим.

При не очень больших частотах столкновений основной вклад в электронный поток тепла вносят «запертые» электроны.

При  $v_{ei} < \frac{cT}{eBa^2} \left(\frac{b_{\perp}}{B} \frac{a}{l}\right)^{3/2}$  осуществляется «банановый» режим, и коэффициент электронной температуропроводности линейно растет с  $v_{ei}$ . При  $v_{ei} > \frac{cT}{eBa^2} \left(\frac{b_{\perp}}{B} \frac{a}{l}\right)^{3/2}$  осуществляется режим плато (рис. 17), который тянется до высоких частот столкновений. В этом режиме коэффициент электронной температуропроводности  $\chi_e$  определяется оценкой

$$\chi_e \sim \frac{cT}{eB} \left(\frac{b_{\perp} a}{Bl}\right)^2 \sqrt{\frac{b_{\parallel}}{B}}, \quad (60)$$

в которой под  $b_{\perp}$  и  $b_{\parallel}$  понимаются характерные амплитудные значения соответствующих величин.

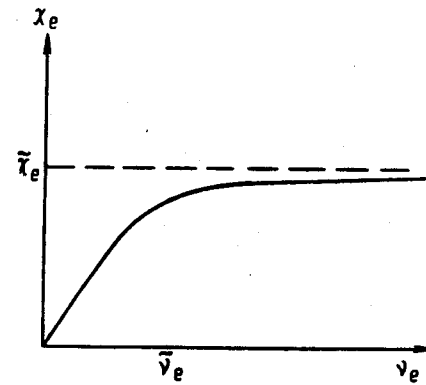


Рис. 17. Электронная температуропроводность в режиме «запертых» электронов  $\left(v_e^* = \frac{cT}{eBa^2} \times \left(\frac{b_{\perp} a}{Bl}\right)^{3/2}, \chi_e^* = \frac{cT}{eB} \left(\frac{b_{\perp} a}{Bl}\right)^2 \sqrt{\frac{b_{\parallel}}{B}}\right)$ .

Полагая  $a/l \sim 10^{-1}$  и сравнивая оценку (60) с данными рис. 15, находим, что допустимая величина случайных искажений магнитного поля  $b_{\parallel}$ ,  $b_{\perp}$  составляет примерно  $10^{-2} B_0$ . Это ограничение — достаточно мягкое. Общая классификация режимов переноса содержится в препринте [38].

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УДЕРЖАНИЮ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Наиболее полные эксперименты как по продольному удержанию, так и по МГД устойчивости плазмы в газодинамической ловушке были выполнены группой Г. В. Рослякова на специально созданной установке ГДЛ в Новосибирском институте ядерной физики [39]. Схема установки показана на рис. 18. Установка имеет следующие параметры: расстояние от пробки до пробки 7 м, длина каждого из расширителей 1,8 м, магнитное поле в центре ловушки до 2,2 кГс, магнитное поле в пробках до 160 кГс, характерный радиус плазмы в минимуме магнитного поля до 15 см.

Пробочный узел состоит из двух соосных катушек, причем внешняя запитывается последовательно с остальной магнитной системой, а внутренняя — независимо, что позволяет менять пробочное отношение в широких пределах.

Существенным элементом установки являются катушки большого диаметра (4 на рис. 18), охватывающие баки расширителей. Ток в них также можно менять независимо от тока в остальной магнитной системе, в том числе делать его обратным по знаку. Манипулируя величиной и знаком тока в этих катушках, можно существенно менять форму силовых линий в расширителях: от наиболее благоприятной для стабилизации (сплошные линии на рис. 18) до дестабилизирующей (пунктир).

Эксперимент (подробное описание которого можно найти в работе [40]) начинается с того, что ловушка заполняется плазмой от пушки 6 через «приоткрытую» левую пробку. Регулируя режим работы пушки, можно было менять плотность плазмы от  $10^{13}$  до  $10^{14}$  см $^{-3}$ , а температуру от нескольких до 30 электронвольт. После заполнения ловушки левая пробка «закрывалась», и изучался распад плазмы. Процесс распада существенно зависел от конфигурации магнитного поля в расширителях.

При благоприятной конфигурации активность плазмы на желобковых модах была незначительной, а время распада определялось потерями плазмы через пробки. Процесс распада радикально менялся при изменении формы силовых линий в расширителе к нейтральной или неблагоприятной: резко возросли флуктуации желобкового типа, а время жизни плазмы уменьшалось примерно в 10 раз, см. рис. 19 из работы [40]. О том, что колебания действительно были желобковыми, свидетельствовали как их модовая структура, так и характерные частоты.

Подчеркнем, что для существенного изменения конфигурации силовых линий в расширителе требуется изменение величины магнитного поля там всего лишь на  $\pm 100$  Гс, так что

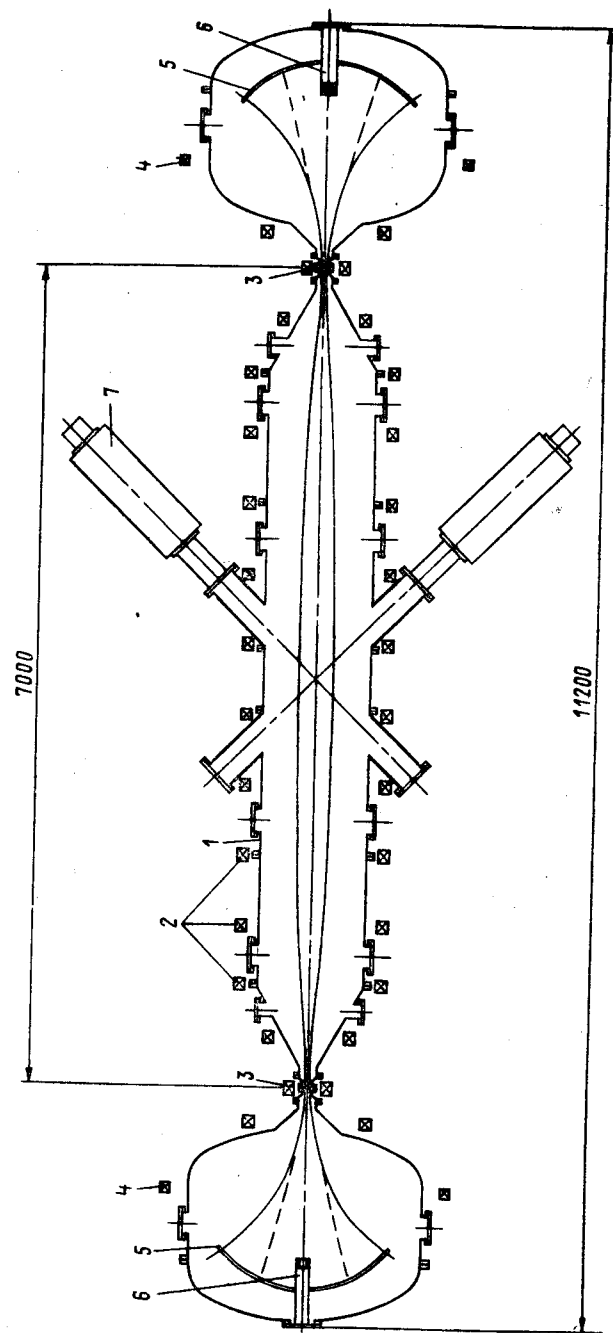


Рис. 18. Схема эксперимента на газодинамической ловушке:

1 — центральная вакуумная камера; 2 — катушки соленоиальной части магнитной системы; 3 — внутреннее пробочное отношение на поле 11 Т; 4 — катушки, определяющие геометрию магнитного поля в расширителях; 5 — приемник плазмы; 6 — источник плазмы; 7 — инжекторы атомарных лучков; 8 — вакуумные камеры расширителей. Размеры даны в миллиметрах

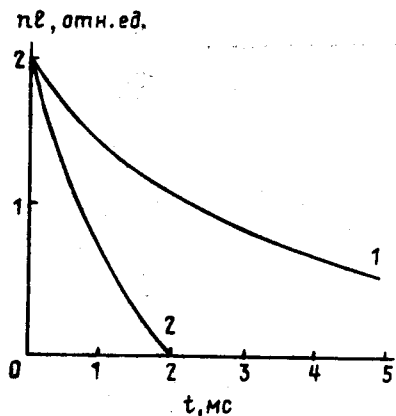


Рис. 19. Зависимость плотности плазмы в ловушке от времени: 1— в МГД устойчивом режиме; 2— в МГД неустойчивом режиме.

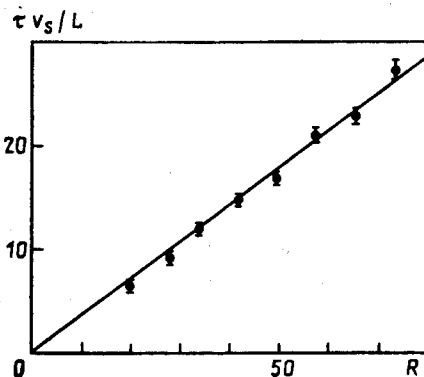


Рис. 20. Время жизни плазмы в установке LAMEX в зависимости от пробочного отношения. Условия эксперимента: температура плазмы несколько электрон-вольт, плотность,  $2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , расстояние между пробками 2,6 м

магнитная конфигурация в пространстве между пробками и в области пробок остается практически незатронутой и ее дестабилизирующий вклад в интеграл устойчивости не меняется. Это позволяет однозначно приписать наблюдаемый драматический эффект изменению стабилизирующего вклада расширителей.

Вмороженность силовых линий в торцы установки не могла играть существенной роли: во-первых, прямые эксперименты с секционированием торцов не выявили никакого влияния секционирования на процесс распада; во-вторых, теоретические оценки, приведенные в работе [41], показывают, что такое влияние в условиях описываемого эксперимента и должно отсутствовать. Не могли играть роли и эффекты конечного ларморовского радиуса ионов — отношение  $N = a/r_{ii}$  (см. раздел 3.2) в рассматриваемом случае относительно холодной плазмы было больше 30, так что параметр  $L/aN$  не превышал 0,3—0,4.

Продольные потери плазмы из открытой ловушки в условиях, удовлетворяющих неравенству (1), исследовались на установке LAMEX в Лос-Анджелесском университете [42]. Здесь зависимость (2) была проверена вплоть до пробочных отношений  $R=74$  (рис. 20).

В экспериментах группы Ю. В. Скворцова [43] изучался распад горячей плотной плазмы, удерживавшейся в осесимметричном пробкотроне. Плазма создавалась при столкновении двух сгустков, инжектировавшихся навстречу друг другу с

концов установки (через пробки). Плотность получившейся плазмы была около  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , температура ионов — до 2 кэВ. Важно, что параметр  $\beta$  в этих экспериментах был близок к единице: это приводило, в соответствии с формулой (57), к значительному увеличению пробочного отношения  $R$  по сравнению с его вакуумным значением  $R_0$  (при том, что  $R_0$  было равным всего лишь 2,  $R$  достигало 6). Время жизни плазмы по отношению к истечению через пробки соответствовало оценке (2) (при подстановке в нее пробочного отношения  $\sqrt{R_0^2 - \beta} / \sqrt{1 - \beta}$ ).

Группой Г. Г. Зукакишвили из Сухумского физико-технического института [44] было обнаружено согласие измеренного времени жизни плазмы в пробкотроне и формулы (2) при  $R=5$ . Здесь плазма имела плотность  $n=4 \cdot 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и температуру ионов от примерно 100 до 350 эВ.

В настоящее время в СФТИ создается более совершенная газодинамическая ловушка — установка КП-2М. Длина установки 5 м, максимальное поле в пробках до 15 Тл, что обеспечивает получение пробочного отношения  $R=70$ . Плазма в установке будет иметь  $\beta \approx 1$ . При ожидаемом продольном времени жизни 1—2 мс на установке можно будет получить интересную информацию о масштабе аномалий в коэффициентах переноса плазмы с  $\beta \approx 1$  в прямом поле. Другие данные об установке КП-2М можно найти в обзоре [20].

## 5. ТЕРМОЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР НА ОСНОВЕ ГДЛ

Следуя работе [5], выразим полную мощность инжекции нейтралов  $\mathcal{P}_{\text{инж}}$  через полную мощность ядерного энерговыделения  $\mathcal{P}_{\text{яд}}$ ,  $\mathcal{P}_{\text{яд}}/\mathcal{P}_{\text{инж}} = Q$ ,  $Q$  — коэффициент усиления термоядерного реактора. Уравнение энергетического баланса можно записать в виде

$$\frac{\pi a^2 L \xi_f P_{\text{яд}}}{Q} = 2 \frac{\pi a^2}{R} \left( Q_i + \frac{Q_e}{\xi_Q} \right) + \pi a^2 L (P_{\text{рад}} - P_\alpha) = \mathcal{P}_{\text{инж}}, \quad (61)$$

где  $a$  — радиус плазмы на участке однородного магнитного поля;  $P_\alpha$  — плотность мощности, выделяемой в плазме  $\alpha$ -частицами;  $P_{\text{рад}}$  — плотность мощности тормозных потерь; смысл множителя  $\xi_Q$  поясняется в разделе 2.3. Множитель  $\xi_f > 1$  введен для качественного учета дополнительного энерговыделения на не успевших замедлиться инжектированных частицах (плотность мощности ядерного энерговыделения  $P_{\text{яд}}$  учитывает только реакции «максвелловских» дейтронов и тритонов в равнокомпонентной Д-Т-смеси). При необходимости более точных количественных расчетов следует воспользоваться результатами работы [45], в которой приведены результаты численного решения соответствующей задачи.

Из соотношений (61) найдем длину системы и мощность инжекции, необходимые для стационарной работы реактора с заданным  $Q$ :

$$L = \frac{2Q(Q_e + \xi_Q Q_i)}{R \xi_f \xi_Q [1 + Q(P_\alpha - P_{\text{рад}})/\xi_p P_{\text{яд}}]}, \quad (62)$$

$$\mathcal{P}_{\text{инж}} = \frac{2\pi r_{Li}^2 N^2 (Q_e + \xi_Q Q_i)}{\xi_Q R (1 + Q(P_\alpha - P_{\text{рад}})/\xi_f P_{\text{яд}})}. \quad (63)$$

В этой формуле и далее радиус плазменного шнура измеряется в числе  $N$  укладываемых на нем ионных ларморовских радиусов (под  $r_{Li}$  понимается величина  $(m_i c / e B) (\pi T_i / 2 m_i)^{1/2}$ ). Относительно  $\alpha$ -частиц предполагаем, что они захватываются и удерживаются магнитным полем вплоть до полной передачи энергии электронам. Соответственно этому мощность нагрева плазмы  $\alpha$ -частицами можно записать в виде  $P_\alpha = 0,16 \xi_f P_{\text{яд}}$ .<sup>\*</sup> Потоки  $Q_e$  и  $Q_i$  находятся с помощью численного решения систем уравнений (5), (10)—(12), (14)—(15). Связь между температурами  $T_e$  и  $T_i$  определяется уравнением энергетического баланса для электронной компоненты, стационарное состояние которой поддерживается в результате нагрева при столкновениях с ионами и  $\alpha$ -частицами и остывания за счет концевых потерь и тормозного излучения:

$$\frac{2Q_e}{\xi_Q R} = L \left( \frac{T_i - T_e}{\tau_e} \frac{3m_e}{m_i} n + P_\alpha - P_{\text{рад}} \right). \quad (64)$$

Здесь учтено, что оптимальный режим работы реактора соответствует области параметров, в которой энергия пучка нейтралов передается плазме за счет взаимодействия преимущественно с ионной компонентой (в отличие от рассматриваемого ниже варианта нейтронного источника на основе ГДЛ, где пучок тормозится в основном на электронах).

Соотношения (62)—(64) позволяют найти  $P_{\text{инж}}$ ,  $L$  и  $T_e$  по заданным значениям  $n$ ,  $T_i$ ,  $B_{\text{max}}$ ,  $R$ ,  $N$  и  $Q$ . Под  $R$  здесь понимается пробочное отношение, исправленное на конечное значение  $\beta$  в центральной части ловушки:

$$R = R_0 / \sqrt{1 - \beta} \quad (65)$$

$$\beta = 8\pi n (T_e + T_i) / B_{v \text{ min}}^2 \quad (66)$$

Индекс « $v$ » относится к вакуумным значениям соответствующих величин. При  $R_0 \gg 1$  магнитное поле в пробке практически не искажается ( $B_{\text{max}} = B_{v \text{ max}}$ ), что и учитывалось при записи соотношения (65). Отметим, что в определении (66) парамет-

<sup>\*</sup> При вычислении  $P_{\text{яд}}$  мы учитываем выделение энергии в литиевом бланкете. Иными словами, мы полагаем, что в одном акте D-T реакции выделяется энергии 22,4 МэВ. Этим и определяется величина коэффициента 0,16 в последней формуле.

ра  $\beta$  следует, вообще говоря, включать поперечное давление хвостовых ионов дейтерия, которое может быть сравнимо с давлением максвелловских дейтонов. Однако, поскольку этот вклад может быть легко уменьшен за счет инжекции нейтралов под углом к оси системы, мы им будем пренебрегать.

Ниже вместо  $n$ ,  $T_e$ ,  $B_{v \text{ max}}$ ,  $B_{v \text{ min}}$  и  $T_i$  мы будем пользоваться в качестве независимых переменных набором величин  $\beta$ ,  $Q$ ,  $N$ ,  $B_{v \text{ max}}$ ,  $R_0$ ,  $T_i$ . При фиксированных значениях  $T_i$  и  $Q$  зависимости величин  $L$ ,  $P_{\text{инж}}$ ,  $n$  и  $a$  от  $B_{v \text{ max}}$ ,  $\beta$ ,  $R_0$  и  $N$  носят универсальный характер:

$$T_e = T_e(T_i, Q),$$

$$L = L^*(T_i, Q) \frac{R_0 \sqrt{1 - \beta}}{\beta B_{v \text{ max}}^2},$$

$$\mathcal{P}_{\text{инж}} = \mathcal{P}_{\text{инж}}^*(T_i, Q) \frac{N^2 \beta}{R_0 \sqrt{1 - \beta}},$$

$$a = a^*(T_i) \frac{NR_0}{B_{v \text{ max}} \sqrt{1 - \beta}},$$

$$n = n^*(T_i, Q) \beta B_{v \text{ max}}^2 / R_0^2.$$

Это следует непосредственно из выражения (62)—(66) и того факта, что уравнение (64), записанное в выбранных выше переменных, после подстановки в него  $L$  из (62), содержит кроме температур  $T_i$  и  $T_e$  только параметр  $Q$ .

При фиксированном значении  $Q$  величины  $L^*$  и  $\mathcal{P}_{\text{инж}}^*$ , рассматриваемые как функции  $T_i$ , имеют минимум (вообще говоря, при несовпадающих значениях  $T_i$ ). Так, при  $Q = 3$  минимум  $L^*$  достигается при  $T_i = 16,5$  кэВ,  $T_e = 9,3$  кэВ, а минимум  $\mathcal{P}_{\text{инж}}^*$  при  $T_i = 4,5$  кэВ,  $T_e = 4,4$  кэВ. Приведем параметры двух вариантов реакторов с  $Q = 3$ , причем будем считать, что  $B_{v \text{ max}} = 45$  Тл,  $R_0 = 30$ ,  $N = 10$ ,  $\xi_Q = 1,5$ ,  $\xi_f = 1,5$ . Вариант 1 ( $T_i = 16,5$  кэВ,  $T_e = 9,3$  кэВ):  $\beta = 0,7$ ,  $L = 3200$  м,  $a = 31$  см,  $n = 1,5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $\mathcal{P}_{\text{инж}} = 4,8$  ГВт. Вариант 2 ( $T_i = 4,5$  кэВ,  $T_e = 4,4$  кэВ):  $\beta = 0,9$ ,  $L = 6100$  м,  $a = 29$  см,  $n = 5,5 \cdot 10^{14}$  см,  $\mathcal{P}_{\text{инж}} = 2,8$  ГВт. Отметим, что значение фактора  $\xi_f$  в приводимых вариантах хорошо согласуется с расчетными значениями этой величины, полученными в работе [47].

Ключевым и наиболее сложным элементом реактора является пробочная катушка, которая должна создавать магнитное поле с напряженностью в сотни килогаусс. Обстоятельство, до некоторой степени облегчающее решение этой задачи, состоит в том, что столь сильное поле нужно иметь в объеме с диаметром лишь 10 см и длиной 10—20 см. Есть основания считать, что в таком объеме можно создать поле с напряженностью 450 кГс.



Длина системы выглядит несколько устрашающе, но следует иметь в виду, что вся она занята простым аксиально-симметричным соленоидом на поле всего лишь 15 кГс. Тем не менее, было бы желательно уменьшить ее (и мощность нагрева) в 3—5 раз. Одна из возможностей такого рода, связанная с подключением нескольких дополнительных пробкотронов с каждой стороны установки, обсуждалась в разделе 2.4.

Результаты параметрического анализа термоядерного реактора на основе ГДЛ можно найти в работе [46].

## 6. ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКИ

Для испытания материалов и элементов конструкции будущего термоядерного реактора желательно иметь источник нейтронов DT-реакции (т. е. нейтронов с энергией 14 МэВ), обеспечивающий плотность потока нейтронов в зоне испытаний в несколько раз выше, чем на «первой стенке» реактора, где эта величина будет, по-видимому, составлять  $(0,5—1,5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [47]. Разумеется, кроме нейтронов DT-реакции, в системе будут присутствовать также вторичные нейтроны, поток и спектр которых будут определяться толщиной и составом вещества, окружающего плазму. Приведенные выше числа относятся к потоку первичных нейтронов.

Источник нейтронов не обязательно должен обеспечивать положительный энергетический выход, т. е. давать  $Q > 1$ ; более важными его характеристиками являются плотность нейтронов в зоне испытаний и инженерная простота.

С этой точки зрения может представлять интерес предложенный в работе [5] (см. также [6]) нейтронный источник на основе газодинамической ловушки с двухкомпонентной плазмой. Схема источника показана на рис. 21. Он представляет собой газодинамическую ловушку с относительно холодной ( $T \sim 1 \text{ кэВ}$ ) дейтериевой плазмой, в которую под небольшим ( $\theta \approx 20^\circ$ ) углом к оси инжектируются быстрые ( $W \approx 250 \text{ кэВ}$ ) тритоны. Плотность дейтериевой плазмы равна примерно  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , и она удерживается в газодинамическом режиме. Что касается быстрых тритонов, то для них длина пробега составляет сотни длин установки, и они удерживаются адиабатически, совершая колебания между точками остановки и постепенно замедляясь. Нейтроны генерируются при столкновениях быстрых тритонов с дейтонами плазменной мишени.

Материальный баланс мишени плазмы может поддерживаться инжекцией крупинок замороженного дейтерия.

Важно, что при значительном превышении  $W$  над  $T_e$  торможение быстрых тритонов на электронах идет намного быстрее, чем рассеяние на дейтонах, так что угловая ширина их распределения остается малой вплоть до энергий, значительно

меньших энергии инжекции. Так, при энергии, равной половине энергии инжекции, угловая ширина распределения тритона  $\Delta\theta$  может быть найдена по формуле (см. [5]):

$$\Delta\theta \approx 11 (T_e/W)^{3/4}$$

(количественный смысл величины  $\Delta\theta$  определяется тем, что угловое распределение тритонов имеет вид  $\exp(-\Delta\theta/\Delta\theta_0)$ , где  $\Delta\theta_0$  — отличиеpitch-угла тритона от угла инжекции). Вследствие малости  $\Delta\theta$ , плотность тритонов вблизи их точки остановки значительно возрастает по сравнению с их плотностью на однородном участке. Соответственно, здесь сильно возрастает плотность потока нейтронов  $S_N$  (как это и показано на

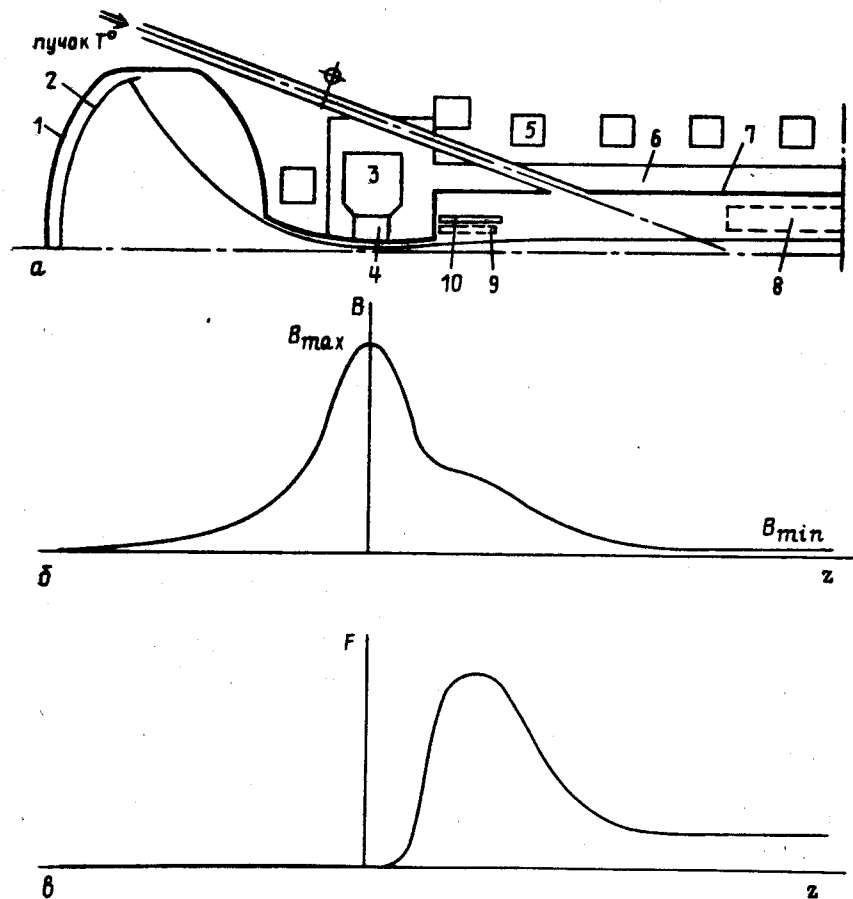


Рис. 21. Схема нейтронного источника:

1 — вакуумная камера расширителя; 2 — поглотитель плазмы; 3 — сверхпроводящая часть пробочной катушки; 4 — «теплая» часть пробочной катушки; 5 — одна из катушек сверхпроводящего соленоида; 6 — защита; 7 — вакуумная камера пробкотрона; 8 — зона умеренного нейтронного потока; 9 — зона высокого нейтронного потока; 10 — отражатель; внизу показана зависимость магнитного поля  $B$  и плотности нейтронного потока  $F$  от координаты  $z$

рис. 21 (а, б, в)). Можно показать, что плотность потока нейтронов на поверхности плазмы  $S_{N \text{ ост}}$  в точке остановки больше соответствующей величины на участке однородного поля  $S_N$  примерно в  $\xi \equiv (\Theta \cdot \Delta\Theta)^{-1/2}$  раз. При  $\Theta = 0,3$  и  $\Delta\Theta = 0,1$  коэффициент  $\xi$  равен примерно 5.

Так как точка остановки находится в области сильного магнитного поля (при  $\Theta \approx 20^\circ$  это поле примерно в 9 раз выше поля на однородном участке), то проблем с радиальным равновесием плазмы в этой области не возникает: параметр  $\beta$  здесь остается меньше единицы (подробнее см. ниже).

Сильная анизотропия функции распределения тритонов на участке однородного поля (где  $W_{\parallel} \gg W_{\perp}$ ) может служить источником различных кинетических неустойчивостей. Однако многие ветви неустойчивостей будут стабилизироваться вследствие радиальной неоднородности плазмы (неоднородность приводит к нарушению условий резонансного взаимодействия волн с частицами), а те, которые не будут стабилизироваться, возможно, не приведут к катастрофическим последствиям, так как время торможения быстрых тритонов на электронах очень мало. Общая тенденция, выявленная в экспериментах на амбиполярных ловушках, состоит в том, что при наклонной инжекции устойчивость системы улучшается по сравнению со случаем  $90^\circ$  инжекции.

Обсудим теперь ситуацию вблизи точки остановки, где быстрые частицы имеют питч-углы, близкие к  $90^\circ$ . Угловая ширина распределения здесь может быть оценена по формуле

$$\Delta\Theta_{* \text{ ост}} \sim \left( \frac{\Delta\Theta_*}{\Theta_*} \right)^{1/3}.$$

Численно  $\Delta\Theta_{* \text{ ост}}$  оказывается довольно большой величиной (порядка  $40^\circ - 50^\circ$ ), т. е. в области, где  $B \approx B_{\text{ост}}$ , анизотропия быстрых частиц умеренная ( $W_{\perp} \sim 2W_{\parallel}$ ). Соответственно, можно рассчитывать на то, что плазма также будет устойчивой относительно возбуждения микрофлуктуаций, тем более, что основные ее безразмерные параметры ( $\beta$ ,  $N$ ,  $T_e/W_*$ ,  $\omega_{pi}/\omega_{Bi}$ ) близки здесь к тем, которые реализовались в устойчивых режимах на установке 2XIIВ [48], а доля стабилизирующей холодной плазмы даже выше. Вследствие малости поперечного давления плазмы на однородном участке (где  $p_{\perp}^* \sim \Theta_*^2 p_{\parallel}^* \ll p_{\parallel}^*$ ) условия радиального равновесия не накладывают реальных ограничений на плотность быстрых частиц. Тем не менее, ее нельзя сделать сколь угодно большой, поскольку из-за анизотропии функции распределения тритонов ( $p_{\parallel}^* \gg p_{\perp}^*$ ) в системе может развиваться «грубая» шланговая неустойчивость. Чтобы избежать ее, следует ограничить сверху значение  $p_{\parallel}^*$  (см., например, [49]):

$$p_{\parallel}^* < B_{\text{min}}^2 / 4\pi,$$

чем и определяется (при заданной энергии инжекции) предельная плотность быстрых тритонов.

В окрестностях точки остановки поперечное давление быстрых тритонов равно

$$p_{\perp}^* \text{ ост} \sim \frac{p_{\parallel}^*}{\Theta_*^{3/2} \Delta\Theta_*^{1/2}}$$

и при предельном значении  $p_{\parallel}^*$  ( $p_{\parallel}^* = B_{\text{min}}^2 / 4\pi$ ) составляет  $B_{\text{min}}^2 / 4\pi \Theta_*^{3/2} \Delta\Theta_*^{1/2}$ . С другой стороны, магнитное поле в точке остановки связано с  $B_{\text{min}}$  соотношением  $B_{\text{ост}} \approx B_{\text{min}} / \Theta_*^2$ . Соответственно, параметр  $\beta_{\text{ост}} \equiv 8\pi p_{\perp}^* \text{ ост} / B_{\text{ост}}^2$  удовлетворяет неравенству

$$\beta_{\text{ост}} < \frac{2\Theta_*^{5/2}}{\Delta\Theta_*^{1/2}}.$$

Полагая  $\Theta_* \approx 0,3$ ,  $\Delta\Theta_* \approx 0,1$ , находим  $\beta_{\text{ост}} \approx 0,4$ , т. е. при принятых значениях  $\Theta_*$  и  $\Delta\Theta_*$  радиальное равновесие в области максимальной плотности быстрых тритонов не нарушается.

Приведем параметры одного из рассмотренных в [5] вариантов нейтронного генератора:

Мощность инжекции тритонов	20 МВт
Энергия инжекции тритонов	240 кэВ
Угол инжекции	$20^\circ$
Магнитное поле в пробке	25 Тл
Пробочное отношение	20
Расстояние от пробки до пробки	10 м
Радиус плазмы в минимуме магнитного поля	7,5 см
Плотность мишенной дейтериевой плазмы	$4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$
Поток нейтронов на поверхности плазмы на однородном участке	$4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Поток нейтронов на поверхности плазмы в области точки остановки	$22 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

Из таблицы видно, что источник обладает целым рядом достоинств. Во-первых, он относительно невелик по размерам — расстояние между пробками равно лишь 10 м. Во-вторых, относительно невелика потребляемая мощность — кроме инжекторов нейтралов затраты мощности идут только на поддержание тока во внутренних несверхпроводящих частях пробочных катушек, на что требуется еще только  $10 \div 15$  МВт. В-третьих, относительно мал ток инжекции трития (до 100 А). В-четвертых, инжекторы быстрых тритонов «смотрят» на зону, из которой исходит относительно малый поток нейтронов, что позволяет отказаться от применения электромагнитных «лабиринтов» для защиты инжекторов от нейтронов. В-пятых, из-за высокой температуры ионов мишенной плазмы захват быстрых атомов трития через процесс перезарядки не приводит к появ-

лению сколько-нибудь значительного потока быстрых атомов перезарядки на стенку (большая часть медленных вторичных нейтронов поглощается в плазме вследствие ионизации). Наконец, в-шестых, источник обеспечивает высокий нейтронный поток в области с макроскопическими размерами.

Формально, при данной мощности инжекции и данном поле в пробках можно, основываясь на модели плазмы, учитывающей только «классические» процессы, построить примеры источников, дающих более высокие нейтронные потоки. Но пример, приведенный в тексте, имеет то важное преимущество, что он, по-видимому, свободен от неприятностей, связанных с микронеустойчивостями. Если же в ходе модельных экспериментов выяснится, что опасность микронеустойчивостей преувеличена, то можно будет использовать упомянутые выше «скрытые резервы» системы и улучшить ее параметры.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из содержания настоящей статьи видно, что традиционные достоинства пробкотрона — простота геометрии, достижимость высоких значений  $\beta$ , стационарность, относительная нечувствительность к проблеме примесей — сохраняются и в газодинамической ловушке. Новым положительным моментом является отсутствие зависимости продольных потерь плазмы из ГДЛ от микрофлуктуаций, что улучшает надежность предсказаний энергетических перспектив ГДЛ.

Нарастив длину реактора-ГДЛ, можно, в принципе, добиться увеличения  $Q$  до приемлемых значений типа 4—5. Конкретная оценка необходимой для этого длины существенно зависит от того, какое магнитное поле  $B_{\max}$  может быть создано в пробках. При технически достижимых в настоящее время величинах  $B_{\max}=40—45$  Тл длина, по сегодняшним меркам, оказывается все же слишком большой, 2—3 км. Впрочем, почти все это расстояние (за исключением пробочных областей) занято простым осесимметричным соленоидом на поле около 1,5 Тл.

Надо сказать, что пробочное поле напряженностью 40—45 Тл было бы нереальным, если бы имелась необходимость сделать пробки аксиально-несимметричными (например, квадрупольными). К счастью, в случае газодинамической ловушки МГД-устойчивость может быть обеспечена в рамках аксиально-симметричной конфигурации с помощью правильного подбора формы силовых линий в расширителе. «Работоспособность» этого метода стабилизации достаточно надежно продемонстрирована в экспериментах на модельной газодинамической ловушке в Новосибирском институте ядерной физики. При наличии в системе «плещущихся» ионов можно дополнительно улучшить устойчивость системы.

Важно, что диаметр плазмы в пробке мал, плотность здесь примерно в 2 раза ниже, чем в центре установки; кроме того, ионная функция распределения представляет здесь «половинку» максвелловского распределения, что означает эффективное уменьшение теплового разброса (в системе координат, движущейся со средней скоростью ионов, средняя энергия ионов равна, грубо говоря,  $\frac{2}{\pi} T$ , в отличие от  $\frac{3}{2} T$  в центре ловушки). Совокупное действие этих факторов приводит к тому, что нейтронный поток на поверхности плазмы в пробке в 100—300 раз меньше, чем на участке однородного поля. Это позволяет отказаться от защиты внутренней (несверхпроводящей) части пробочной катушки от нейтронного потока и, тем самым, делает более реальной возможность создания требуемого магнитного поля.

Если бы развитие техники сильных магнитных полей позволило довести поле в пробках до 60—80 Тл, то облик реактора-ГДЛ существенно улучшился бы: можно было бы заметно сократить длину установки, либо (при неизменной длине) увеличить  $Q$ .

При достижимых в настоящее время магнитных полях уровня 40 Тл сократить длину установки можно, добавив с каждого конца установки по одному дополнительному пробкотрону. Однако это действие, помимо усложнения установки, может приводить к уменьшению предельных значений  $\beta$  в основном соленоиде. Чтобы сохранить высокие значения  $\beta$ , здесь, возможно, придется воспользоваться некоторыми из упомянутых в разделе 3.2 дополнительных средств стабилизации плазмы в центральном соленоиде.

Таким образом, с технической точки зрения будущее термоядерных реакторов на основе ГДЛ в значительной степени определяется перспективами развития техники сверхсильных магнитных полей. Прорыв в область полей 60—80 Тл в объемах с поперечником в 10—15 см сделал бы термоядерные системы на основе ГДЛ очень привлекательными.

С физической точки зрения относительно неясный сегодня вопрос — это оценка скорости поперечных потерь частиц и тепла. Можно надеяться, что необходимые экспериментальные скейлинги будут получены в ближайшие годы в специально запланированных экспериментах на установке ГДЛ в Новосибирском институте ядерной физики.

Определенное беспокойство вызывает также возможность возникновения неустойчивостей из-за вращения плазмы в длинном соленоиде (разд. 3.3). Впрочем, имеется уверенность в том, что в случае необходимости, можно будет управлять радиальным распределением электрического поля в плазме посредством секционирования торцов (такой способ доказал свою эффективность в экспериментах на установке с вращающейся

плазмой ПСП-2 в Новосибирске и на амбиполярных ловушках ТМХ-У в Ливерморе и ГАММА-10 в Цукубе).

Если говорить о перспективах газодинамической ловушки как основы высокопоточного генератора нейтронов, то они в целом выглядят очень благоприятными даже при ориентации на использование техники сегодняшнего дня. При использовании в пробках поля 25 Тл можно создать нейтронный генератор, который, потребляя от внешней сети мощность в 50—60 МВт, может обеспечить нейтронный поток 3—4 МВт/м<sup>2</sup> в зоне испытательной длиной 1—1,5 м и внутренним диаметром 12—15 см.

Главное, от чего зависит жизнеспособность такого генератора, — это возможность обеспечить микроустойчивость популяции быстрых «плещущихся» тритонов в относительно холодной дейтериевой плазме. Надежды на устойчивость основаны, в частности, на том, что безразмерные параметры плазмы вблизи точки останова быстрых тритонов близки к тем, которые были ранее реализованы экспериментально на установке 2ХПВ в Ливерморе без заметного проявления микроустойчивостей. Окончательную ясность в этот вопрос также внесут планируемые эксперименты на установке ГДЛ.

В целом, имеющаяся сегодня теоретическая и экспериментальная информация о поведении плазмы в ГДЛ указывает на благоприятные перспективы этого направления работ по открытым ловушкам.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мирнов В. В., Рютов Д. Д. «Письма в ЖТФ», 1979, 5, 678
2. Post R. F. «Phys. Rev. Lett.», 1967, 18, 232
3. Будкер Г. И., Мирнов В. В., Рютов Д. Д. «Письма ЖЭТФ», 1971, 14, 320
4. Post R. F., Fowler T. K., Killeen J., Mirin A. A. «Phys. Rev. Lett.», 1973, 31, № 5, 280
5. Мирнов В. В., Рютов Д. Д. В сб. Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез, М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1980, № 1, 57
6. Kotel'nikov I. A., Mirnov V. V., Nagornyy V. P., Ryutov D. D. «Proc. of the X Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res.», Vienna, IAEA, 1985, 2, 309
7. Мирнов В. В., Нагорный В. П., Рютов Д. Д. Препринт ИЯФ—СО АН СССР, № 84—40, Новосибирск, 1984
8. Мирнов В. В., Ткаченко О. А. Препринт ИЯФ—СО АН СССР, № 86—28, Новосибирск, 1986
9. Пастухов В. П. В сб. Вопросы теории плазмы, под ред. Б. Б. Кадомцева, вып. 13, М.: Энергоатомиздат, 1983, 160
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986
11. Конкашбаев И. К., Ландман И. С., Улинич Ф. Р. ЖЭТФ, 1978, 74, № 3, 956
12. Котельников И. А., Рютов Д. Д. «Физика плазмы», 1985, 11, 1155
13. Nagornyy V. P., Ryutov D. D., Stupakov G. V. «Nuclear Fusion», 1984, 24, № 11, 1421
14. Rosenbluth M. N., Longmire C. L. «Ann. Phys.», (USA), 1957, 1, 120
15. Бушкова О. А., Мирнов В. В. Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез, М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ вып. 2, 1986. (Препринт ИЯФ—СО АН СССР, № 85-103, Новосибирск, 1985)
16. Ryutov D. D. Proc. of the 1983 Varenna School on «Mirror Based and Field-Reversed Approaches to Fusion», 1, 173, Brussels, CEC, 1984
17. Маслиев И. Е., Рютов Д. Д., Шайхисламов И. Ф. Препринт ИЯФ—СО АН СССР № 88-61, Новосибирск, 1988
18. Hinton F., Rosenbluth M. N. «Nucl. Fusion», 1982, 22, 1547
19. Котельников И. А., Росляков Г. В., Рютов Д. Д. «Физика плазмы», 13, 403 (1987)
20. Велихов Е. П., Карташев К. Б. В сб. Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез, вып. 1, 1986, 3. ЦНИИАТОМИНФОРМ
21. Rosenbluth M. N., Krall N., Rostoker N. «Nucl. Fusion», Supplement, Part 1, 1962, 143
22. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей, т. 2, М.: Атомиздат, 1971
23. Lane B. G., Brau K., Casey J., Coleman J., Gerver M., Golovato S., Guss W. C., Hallock G., Horne S., Irby J., Kesner J., Machuzak J., Myer R., Post R. S., Sevillano E., Smith D. K., Sullivan J. D., Torti R., Yao X. Z., Zielinski J. Proc. of the 1987 Varenna School on «Physics of Mirrors, Reversed Field Pinches and Compact Tori», 2, 733, Editrice Compasitori, Bologna, 1988
24. Давыденко В. И., Иванов А. А., Козьминых Ю. Л., Коллеров Э. П., Котельников И. А., Мишагин В. В., Рогозин А. И., Роевко В. А., Росляков Г. В., Рютов Д. Д. Препринт ИЯФ—СО АН СССР № 86-104, Новосибирск, 1986
25. Арсенин В. В., Чуднов В. А. УФН, 123, 6 (1977)
26. Bernstein I. B., Frieman E. A., Kruskal M. D., Kulsrud R. M. «Proc. Roy Soc.», 1958, A244, 17
27. Кадомцев Б. Б. В сб. Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, вып. 2, М.: Атомиздат, 1963, 132
28. Ryutov D. D., Stupakov G. V. In: Proc. of the VIII Int. Conf. on plasma physics and controlled nuclear fusion research. Brussels, 1980. Vienna, IAEA, 1981, 1, 119
29. Newcomb W. A. «J. Plasma Physics», 1981, 26, № 3, 529
30. Ippolito D. A., Myra J. R. «Physics of Fluids», 1981, 24, № 12, 2265
31. Мирнов В. В. Докторская диссертация. Новосибирск, 1986
32. Freidberg J. P., Pearlstein L. D. «Phys. Fluids», 1978, 21, 1207
33. Cohen B. I., Freis R. P., Newcomb W. A. Preprint UCRL-93395, Livermore, 1985
34. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции, М.: Физматгиз, 1961
35. Брагинский С. И. В сб. Вопросы теории плазмы; под ред. М. А. Леонтовича, вып. 1, М.: Госатомиздат, 1963, 183
36. Мухоматов В. С. В сб. Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, под ред. В. Д. Шафранова. М.: ВИНТИ, 1980, 1, часть 1, 6
37. Рютов Д. Д., Ступаков Г. В. В сб.: «Вопросы теории плазмы под ред. Б. Б. Кадомцева, вып. 13, М.: Энергоатомиздат, 1983, 74
38. Котельников И. А. Препринт ИЯФ—СО АН СССР, № 87-160, Новосибирск, 1987
39. Bagryanskij P. A., Ivanov A. A., Klesov V. V., Koz'minykh Yu. L., Kotel'nikov I. A., Krasnikov Yu. I., Podymingogin A. A., Rogozin A. I., Roslyakov G. V., Ryutov D. D. In: «Proc. of the XI International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research» (Kyoto, 1986). Vienna, IAEA, 1987, 3, 467
40. Bagryanskii P. A., Ivanov A. A., Klyosov V. V., Koz'minykh Yu. L., Kotel'nikov I. A., Krasnikov Yu. I., Podymingogin A. A., Rogozin A. I., Roslyakov G. V., Ryutov D. D. Proc. of the 1987 Varenna School on «Physics

- of Mirrors, Reversed Field Pinches and Compact Tori», 2, 635, Editrice Compositori, Bologna, 1988
41. Ryutov D. D. Ibid., 791
  42. Lam K. L., Leikind B. J., Wong A. Y., Dimonte G., Kuthi A., Olson L., Zwi H., «Phys. Fluids», 1986, 29, 3433
  43. Житлухин А. М., Сафронов В. М., Сиднев В. В., Скворцов Ю. В. «Письма в ЖЭТФ», 1984, 39, 247
  44. Zukakishvili G. G., Ryzhkov V. N., Salukvadze R. G., Tikhanov Eh. K., Chkuaseli Z. D., Volosevich P. P., Galigusova I. I., Dar'in N. A., Kar-pov V. Ya., Levanov E. I. In: Proc. of the X International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (London, 1984). Vienna, IAEA, 1985, 2, 359
  45. Мирнов В. В., Нагорный В. П. В сб. Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез, М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, вып. 3, 1984, 40
  46. Кривошеев М. В., Катыхов В. В. В сб. Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез, М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, № 2, 1988
  47. Internation Tokamak Reactor-Executive Summary by INTOR Group. — «Nucl. Fusion», 1985, 25, 1791
  48. Coengen F. H., Simonen T. In: Physics of Plasma Close to Thermonuclear Conditions (Proc. of the International School of Plasma Physics, Varenna, 1979), Bruxelles, CEC, 1980, 2, 659
  49. Волков Т. Ф. В сб. Вопросы теории плазмы, под редакцией М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964, 4, 3

УДК 621.0.39.626

## ТОРОИДАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

В. Д. Шафранов

### СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	131
2. Токамаки	135
2.1. Общие сведения	135
2.2. Благоприятные особенности токамака	138
2.3. Современный статус	142
3. Стеллараторы	144
3.1. Общие сведения	144
3.1.1. Обычный стелларатор	145
3.1.2. Стелларатор с пространственной осью (СПО)	146
3.1.3. История развития стеллараторов	147
3.2. Недавние достижения	151
3.2.1. Управление равновесием и устойчивостью в стеллараторах с широм	151
3.2.2. Повышение предельного равновесного давления в бесшировых стеллараторах	153
3.2.3. Снижение неоклассических потерь	155
3.2.4. Основные экспериментальные результаты	157
3.3. Ближайшие задачи	159
4. Пинч с обращенным магнитным полем (ПОМП)	160
4.1. Общие сведения	160
4.2. Развитие исследований ПОМП	163
4.3. Современный статус	166
5. Заключение	169
Литература	169

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Тороидальные магнитные системы для создания и длительного удержания высокотемпературной плазмы — крупнейшее направление исследований по управляемому термоядерному синтезу (УТС). Они включают в себя токамаки, стеллараторы, пинчи с обращенным магнитным полем (ПОМП) и ряд других систем. Тороидальные системы делятся на два класса. Наиболее обширный класс составляют системы с невырожденными магнитными поверхностями, образованными наматывающимися на них по винту магнитными силовыми линиями и поэтому каковы видимыми «на глаз». Из условия равновесия

$$\nabla p = [jB] \quad (1)$$

следует, что магнитные поверхности являются поверхностями равного давления  $p$  плазмы ( $\mathbf{V}\nabla p=0$ ) и одновременно, поскольку  $\mathbf{j}\nabla p=0$ , на них расположены и линии тока  $\mathbf{j}$ . Вращение следа силовой линии в поперечном сечении, или вращательное преобразование, характеризуемое пределом отношения чисел оборотов силовой линии вокруг магнитной оси ( $m$ ) и вокруг главной оси ротора ( $n$ )

$$\mu = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{m}{n} \quad (2)$$

создаются либо током в плазме (токамак, ПОМП), либо поперечным внешним полем, вращающимся по винту (стелларатор). Наличие вращательного преобразования означает наличие полоидального магнитного потока  $\psi$ , так как они связаны соотношением

$$\mu = -\frac{d\psi}{d\Phi}, \quad (3)$$

где  $\Phi$  — тороидальный магнитный поток.

Ко второму классу относятся системы без вращательного преобразования, т. е. с замкнутыми магнитными силовыми линиями. Здесь через каждую силовую линию проходит множество магнитных поверхностей. Поверхности  $p=\text{const}$  определяются теми силовыми линиями, через которые проходят линии тока. Так как в соответствии с условием равновесия (1)  $\mathbf{j} = dp/Bdn$ , где  $dn$  — расстояние по нормали между поверхностями  $p=\text{const}$  и  $p+dp=\text{const}$ , то полный поперечный ток, протекающий между этими поверхностями  $dF = \oint \mathbf{j} dn dl = dp \oint dl/B$ . Здесь  $dl$  — элемент длины магнитной силовой линии.

Интеграл

$$U \oint \frac{dl}{B} \quad (4)$$

должен быть одинаков для всех силовых линий на поверхности  $p=\text{const}$ . Таким образом, семейство линий с одинаковым значением  $U$  выделяет равновесную магнитную поверхность. Аналогично системам с вращательным преобразованием системы с замкнутыми силовыми линиями могут создаваться либо благодаря току в плазме — обращенная магнитная конфигурация (компактный тор), либо стационарным внешним полем — гофрированный тор.

В системах с незамкнутыми силовыми линиями ( $\mu \neq 0$ ) значения интеграла  $Q = \int dl/B$  на одном периоде системы для разных отрезков одной и той же силовой линии различны. Вариация  $\delta Q/Q$  по азимуту служит мерой качества системы (при малых  $\delta Q$  меньше искажения, вносимые плазмой). Среднее значение  $Q$  определяет «удельный объем» (магнитного поля, а точнее, тороидального потока  $\Phi$ ):

$$U = \bar{Q} = V'(\Phi). \quad (5)$$

Удельный объем связан со средним (по объему магнитного слоя) квадратом магнитного поля ( $F$  — внешний полоидальный ток)

$$\langle B^2 \rangle = F/V' \quad (6)$$

и таким образом, величина  $-V''(\Phi)\Phi/V'(\Phi)$  определяет глубину средней магнитной ямы.

В отличие от открытых ловушек с пробочной геометрией магнитного поля в тороидальных системах магнитные силовые линии, в принципе, не выходят из объема, занимаемого плазмой, и, следовательно, здесь нет проблемы продольного удержания. Оговорка «в принципе» сделана потому, что при наличии в плазме легко возбуждающихся высокочастотных колебаний магнитные силовые линии могут хаотизироваться, «разломачиваться» [1—3] и выходить на стенки камеры. При этом электроны, двигаясь из центральных областей вдоль силовых линий, осуществляют эффективный перенос тепла поперек усредненного, статического магнитного поля. Так, по крайней мере, объясняют сейчас ту аномальную электронную теплопроводность, которая наблюдается при омическом нагреве плазмы во всех токамаках и которая описывается полуэмпирическим законом подобия Мережкина—Муховатова или т. наз. неоалкалаторным скейлингом [4, 5]. Но и в идеализированном случае неразломаченных магнитных силовых линий замкнутость тороидальных магнитных поверхностей «ощущают» лишь пролетные частицы с достаточно большой компонентной продольной (вдоль  $\mathbf{B}$ ) скорости. Частицы с малой продольной скоростью испытывают отражения от неизбежных областей с повышенной напряженностью магнитного поля. Непрерывное дрейфование с силовой линии при многократном отражении от таких областей приводит к траекториям ведущего центра частицы, совершающей циклотронное вращение, похожим в сечении на банан. Благодаря большим размерам банановых орбит (или, просто, бананов) запертые частицы теряются значительно быстрее пролетных, а за счет непрерывного восстановления функции распределения по скоростям происходит непрерывная перекачка пролетных частиц в быстро теряемые запертые. Соответствующие неоклассические потери представляют большую проблему в стеллараторных системах. Поэтому оптимизация этих систем включает в себя помимо требования на важнейший для экономики магнитного термоядерного реактора параметр  $\beta$  (отношение давления плазмы к давлению магнитного поля) также и выбор параметров системы, при которых неоклассические переносы не представляют опасности.

Классификация основных тороидальных систем магнитного удержания представлена на рис. 1. Широкий класс систем с

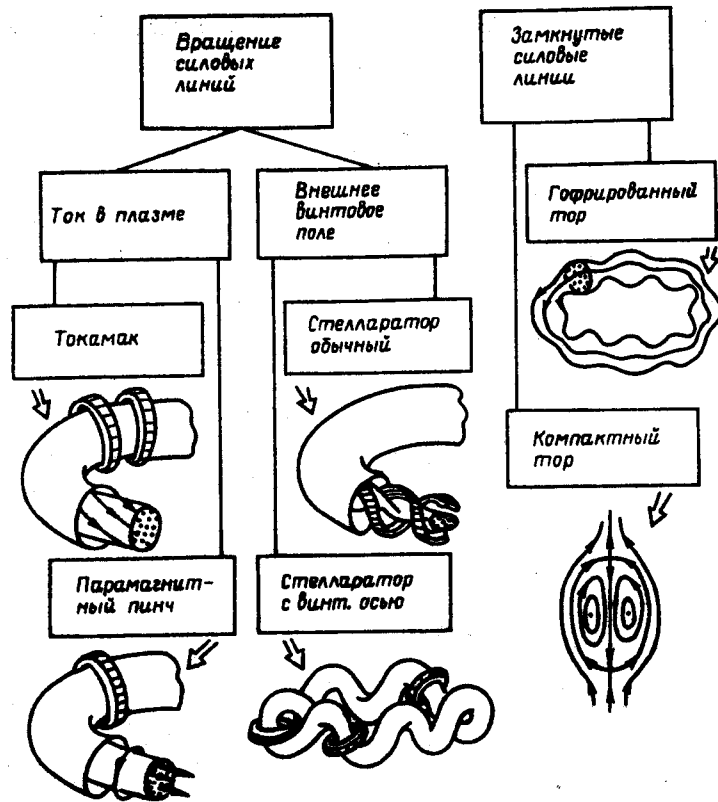


Рис. 1. Классификация тороидальных магнитных систем для удержаний плазмы

вращающимися по винту магнитными силовыми линиями делится на два подкласса. Один включает в себя системы с тороидальным полем и током в плазме. Это токамаки и парамагнитные пинчи — общее название системам ПОМП и их пределу при аспектном отношении равным единице — сферомаку. Сюда же относятся тороидальные скрю-пинчи [6], а также системы с внутренними кольцевыми проводниками — левитрон [7], не получивший развития как мало перспективный в условиях реактора, Extrag [8] и др. Второй подкласс — стеллараторные системы, не требующие для удержания плазмы тороидального тока. Класс систем с замкнутыми магнитными силовыми линиями делится на системы с полоидальным полем (это компактный тор, или обращенная магнитная конфигурация ОМАК, а также системы с внутренними проводниками — октуполи и др.

[9, 10], почти полностью сошедшие со сцены) и системы с тороидальным полем (гофрированный тор) [11]. Имеются, безусловно, и гибриды тех или иных систем.

Из всех этих систем наибольшее развитие получили: 1) токамаки, 2) стеллараторы, 3) пинчи с обращенным магнитным полем (ПОМП). По гофрированным торам еще недавно велась большая программа в Ок-Риджской Национальной лаборатории (США). Сейчас исследования там прекращены. Сохраняется установка в Японии. Системы эти представляются мало перспективными как из-за топологической неустойчивости — «малейшее поперечное поле выводит силовые линии на стенки, так и из-за больших неоклассических потерь [12]. Компактным торам посвящена статья в предыдущем томе данной серии [13].

В настоящей статье представлена краткая информация о статусе трех основных родственных тороидальных систем (токамак, стелларатор, ПОМП). Цель ее — познакомить читателя с основными тенденциями исследований в области УТС с магнитным удержанием по линии замкнутых магнитных систем.

## 2. ТОКАМАКИ

### 2.1. Общие сведения

Токамак — наиболее простая тороидальная система для удержания плазмы. Проще был бы просто тороидальный разряд без тороидального магнитного поля. Но он неустойчив. Токамак — это тороидальный разряд в сильном магнитном поле, необходимом для стабилизации неустойчивостей, вызываемых разрядным током и самим давлением удерживаемой плазмы.

Плазма в токамаке имеет форму тороида, или бублика с круглым или вытянутым и имеющим форму ломтя от каравая поперечным сечением (D-образное, или бобообразное сечение), половина горизонтального размера которого («малый радиус»  $a$ ) меняется от нескольких сантиметров в большинстве токамаков небольших лабораторий до метра в крупнейших токамаках.

До 1970 г. исследования на токамаках велись с 1955 г. только в СССР. Самой крупной установкой этого времени был Т-3, самой меньшей — ТМ-3. После Дубненского симпозиума по тороидальным системам (1969 г.) во всем мире постепенно произошла переориентация исследований по магнитному удержанию плазмы на токамаки. На рис. 2 показано, как выросли за это время размеры вакуумных камер токамаков (Т-10 — 1975 г., TFTR — 1982 г., JET — 1983 г., JT-60 — 1987 г., Т-15 — 1988 г.). Из крупных токамаков не показана камера TORE SUPRA, имеющая размеры близкие к Т-15. Для сравнения по-



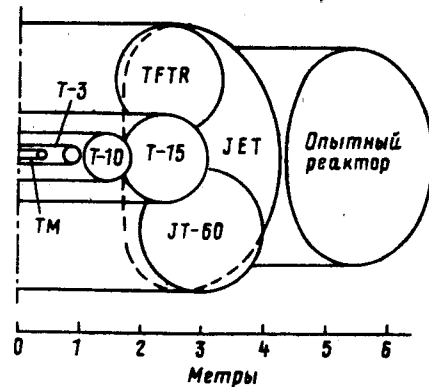


Рис. 2. Сравнительные размеры вакуумных камер в различных токамаках

казаны ориентировочные размеры вакуумной камеры проектируемых опытных термоядерных реакторов.

Основные элементы магнитной системы токамака:

1) катушки тороидального магнитного поля, или просто тороидальные катушки, создающие поле с типичной напряженностью  $B_t \sim 3-8$  Тл;

2) железный или воздушный индуктор (первичная цепь трансформатора) для возбуждения тока в плазме (вторичная цепь); воздушный индуктор состоит из полоидальных обмоток индуктора — массивных колец, соосных тору;

3) полоидальные обмотки управляющего поперечного магнитного поля, поддерживающего плазменный тор с током в равновесии и формирующего необходимое (с точки зрения устойчивости, удаления продуктов реакции и других целей) сечение плазмы.

В общий комплекс токамака и других термоядерных установок входят системы электропитания, охлаждения обмоток, создания высокого вакуума ( $\sim 10^{-8}$  Тор), дополнительного нагрева, диагностики, управления и сбора данных с их обработкой. Обслуживание всех систем крупного токамака требует персонала  $\sim 10^3$  сотрудников.

Основные параметры магнитной системы:

1) Число обходов магнитной силовой линии вдоль тора при одном обороте по малому азимуту (тороидальное число вращения  $q = \mu^{-1}$ , или «запас устойчивости»)

$$q = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{B_t}{rB_p} dl_p \quad (7)$$

Здесь  $r$  — расстояние от оси симметрии,  $B_t$  и  $B_p$  — локальные значения тороидального и полоидального полей на данной маг-

нитной поверхности, интегрирование проводится по контуру сечения магнитной поверхности. Значение  $q$  на магнитной оси  $q_0$  и на границе токового накала  $q_a$  составляют обычно  $q_0 \sim 1$ ,  $q_a \sim 2-4$ . Для плазмы круглого сечения радиуса  $a$  величина  $q$  дается приближенной формулой

$$q_a = \frac{B_0 a}{R_0 R} \left\{ 1 + \frac{a^2}{R} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \beta_J + \frac{I_1}{2} \right)^2 \right] \right\}, \quad (8)$$

где  $B_0 = \mu_0 J_p(a) / 2\pi a$  — поле тока,  $\beta_J = 2\mu_0 \langle p \rangle / B_0^2(a)$ . Величина  $B_0 a / B_0 R$  называется «цилиндрическим»  $q$ .

2) Отношение усредненных по объему плазмы давления  $p$  к давлению магнитного поля  $B^2 / 2\mu_0$

$$\beta = \frac{2\mu_0 \langle p \rangle}{\langle B^2 \rangle}. \quad (9)$$

Предельное значение параметра  $\beta$  ограничено МГД-неустойчивостью плазмы с током и дается с точностью до некоторых нюансов формулой, полученной из численных расчетов [14, 15]

$$\beta_c \% = 5g \frac{B_p^*}{B_0}; \quad g = 2,5-3,5. \quad (10)$$

Здесь  $B_p^*$  — поле, которое создал бы прямолинейный ток  $J_p$  (ток в плазме) на расстоянии  $a$  (полуширина плазмы в экваториальной плоскости) от оси, т. е.  $B_p^* = \mu_0 J_p / 2\pi a$ , или

$$B_p^* = J_p / 5a, \quad (11)$$

где  $B_p^*$  измеряется в теслах,  $J_p$  — в мегаамперах,  $a$  — в метрах (либо:  $B_p^*$  измеряется в гауссах, ток в амперах, радиус в сантиметрах).

Экспериментально обнаруженный предел близок к теоретическому (10) и лишь на 10—20% ниже его. Максимальное значение  $\beta_c = 6,7\%$  получено на установке DIII-D в США [16].

Сейчас токамаки имеются не менее чем в 25 странах. Общее число их около 70. Треть из него составляют токамаки с  $a > 0,2$  м. Их параметры приведены в таблице 1.

Самый крупный — объединенный европейский токамак (JET), максимальное магнитное поле имеют ALCATOR-C, FT upgrade и TRIAM-1M (соответственно в США, Италии, Японии). Сверхпроводящие катушки имеют: токамак T-7, (СССР) и вслед за ним упомянутый TRIAM-1M (Япония), TORE SUPRA (Франция) и T-15 (СССР).

Таблица 1

Параметры некоторых токамаков

Установка	Лаборатория, страна	$a(m)/b(m)$	$R(m)$	$B(T)$	Особенности
JET	Англия, Евратом, Калэм	1,25/ /2,1	2,96	3,5	крупнейший токамак
TFTR	США, Принстон	0,85/ /0,85	2,48	5,2	
JT-60	Япония, JAERI	0,95	3,03	4,5	сверхпровод. катушки, NbTi
TORE-SUPRA	Франция, Центр. ядерн. иссл.	0,75/ /0,75	2,37	4,5	
T-15	СССР, Москва, ИАЭ	0,7/ /0,7	2,43	3,5	сверхпровод. катушки, Nb <sub>3</sub> Sn адиабатич. сжатие до $R=0,42$
ТСП	»	0,32/ /0,32	1,06	2,0	
DIII-D		0,67/ /1,36	1,67	2-6	сверхпровод. катушки, Nb <sub>3</sub> Sn
TRIAM-IM	Япония, Фукуока, Универ. Кюсю	0,12/ /0,18	0,8	8	
TEXT	США, Остин, Техасский унив.	0,27	1,0	3	Канадский центр магнитного синтеза
Tokamak de Varenne HL-1	КНР, Лэшань, Юго-вост. ин-т физики	0,27/ /0,27	0,86	1,5	
HT-6M	КНР, Хэфей, Ин-т физики плазмы	0,2/ /0,2	1,02	5	США, Принстон
PBX	США, Принстон	0,6/ /1,2	1,65	1,2	
ASDEX upgrade	Ин-т физ. плазмы ФРГ, Гархинг,	0,5/ /0,8	1,65	4	сильное магнитное поле
TEXTOR	ФРГ, Юлих, Центр. ядерн. иссл.	0,5/ /0,5	1,75	2,6	
T-10	СССР, ИАЭ, Москва	0,39/ /0,39	1,5	5	Япония, JAERT
JFT-2M	Япония, JAERT	0,35/ /0,53	1,31	1,4	
FT upgrade	Италия, Фраскати, Центр. энерг. иссл.	0,31/ /0,31	0,93	8	США, MIT
ALCATOR C	США, MIT	0,16/ /0,16	0,64	14	
T-7	СССР, Москва, ИАЭ	0,35/ /0,35	1,22	3	первый токамак со сверхпровод. катушками NbTi

## 2.2. Благоприятные особенности токамака

Несмотря на относительную простоту токамака потребовалось около полутора десятка лет (правда, по современным меркам, небольшому коллективу), чтобы научиться получать режимы, в которых плазма действительно нагревается и удерживается. Понадобилось еще около 20 лет, после начала в 70-х го-

дах широкого развития программы токамаков в ряде стран мира, чтобы, освоив ряд методов дополнительного нагрева, получить параметры плазмы реакторного масштаба. Однако надежный расчет режима работы реактора еще невозможен: не хватает данных о многих деталях процессов, происходящих в плазме — перераспределении профиля тока, плотности и температуры плазмы, приводящем к развитию МГД-неустойчивостей; поведении нейтральных частиц и высокоионизованных атомов примесей, попадающих в плазму в результате взаимодействия излучений с элементами камеры; влиянии их на эффективные диффузию, теплопроводность и т. д. Все эти пока плохо предсказуемые процессы зависят от того метода нагрева, который используется для повышения температуры плазмы. Поэтому каждый метод нагрева требует детального исследования. На очередь выступают также исследования влияния на удержание плазмы самих термоядерных реакций (появление энергичных  $\alpha$ -частиц). Априорная непредсказуемость поведения плазмы, удерживаемой магнитным полем, связана с тем, что в плазме легко возбуждаются разного рода неустойчивости — крупномасштабные магнитогидродинамические, ответственные за явления срыва тока и релаксационные колебания температуры во внутренней части плазменного шнура, сопровождаемые резким перераспределением температуры по радиусу и мелкомасштабные кинетические, приводящие также к релаксационным колебаниям, выбросу энергичных частиц, изменению эффективных коэффициентов диффузии и теплопроводности и скоростей конвекции. Поэтому не стоит удивляться тому, как много времени потребовало на свое решение проблема УТС. Удивительно скорее то, что термоядерную плазму научились-таки создавать. Этот успех связан не только с простотой магнитной системы токамака, но и наличием у него ряда положительных свойств, своего рода внутренней согласованности параметров, определяемой самой физикой удержания. К ним относятся:

### а) Компактность токамака

На исследовательской стадии важно иметь относительно небольшую по объему (а следовательно и по стоимости) установку. При фиксированном малом радиусе  $a$  это означает уменьшение  $R$  или аспектного отношения  $A=R/a$ . Осевая симметрия токамака позволяет иметь  $R/a$  вплоть до значений  $1,5 \div 2$ , оптимальных по устойчивости, особенно, если перейти к безындукционным методам создания и поддержания тока (не требующим «дырки» тора для пропускания магнитного потока индуктора). Из наличия предела  $q > 1$  следует, что уменьшение  $A$  означает повышение предела  $\beta$  по равновесию. Действительно, условие, что асимметричная составляющая полоидального поля  $B_{\perp}$  не превышает  $B_0$ , дает

$$\beta_0 = \frac{2\mu_0 \langle p \rangle}{B_0^2} < \frac{R}{a}, \quad (12)$$

откуда  $\beta = \beta_0 B_0^2 / B^2 \approx \beta_0 a^2 / R^2 q^2$  получается ограничение

$$\beta \leq a / R q^2. \quad (13)$$

#### б) Средняя магнитная яма

При условии  $q > 1$ , необходимом для стабилизации винтовой неустойчивости, связанной с током, в токамаке автоматически создается средняя магнитная яма

$$\omega = \frac{(2p + \langle B^2 \rangle)' a}{\langle B^2 \rangle}, \quad (14)$$

даже при круглом сечении ямы. При D-образной форме сечения средняя магнитная яма увеличивается. Она растет с уменьшением аспектного отношения. Это в конечном итоге и позволяет иметь в токамаке значение  $\beta$  около 5%, что достаточно для реактора. При дальнейшем повышении  $\beta$  область неустойчивости локальных МГД мод вновь сменяется их устойчивостью (вторая зона устойчивости) из-за эффекта самостабилизации [17—19], вызываемого самоуглублением магнитной ямы. Имеются надежды на освоение этой области с привлечением обратных связей для стабилизации крупномасштабных мод.

#### в) Двумерность (осевая симметрия)

Осевая симметрия токамака ( $\partial/\partial\phi=0$ ) означает: отсутствие резонансных винтовых возмущений с шагом, равным шагу магнитной силовой линии; замкнутость дрейфовых орбит заряженных частиц, т. е. идеальность магнитной ловушки. Реально, конечно, условия двумерности (т. е. зависимости параметров только от  $r, z$ ) нарушаются. Так, дискретность катушек приводит к небольшой гофрировке магнитного поля. В плазме могут возбуждаться в окрестности «рациональных» магнитных поверхностей с  $q=n/m$  резонансные винтовые возмущения вида  $\cos(m\theta - n\phi)$ , где  $\theta$  — полоидальный азимутальный угол. Таким образом, реально токамак, как и стелларатор, является трехмерной системой. Но, в отличие от стелларатора, возмущения, нарушающие симметрию и неоклассический перенос в токамаке, не представляются чрезмерно опасными.

#### г) Самоорганизация плазмы

Казалось бы, что в отличие от бестоковых систем в токамаке существует большая опасность неустойчивостей, вызываемых током. Действительно, такая опасность есть, и худшее ее проявление — неустойчивость срыва, приводящая к выделению всей энергии, запасенной в плазме, на элементы вакуумной камеры. Но в токамаке существуют и устойчивые профили тока. Причем они устанавливаются при определенных условиях самостоятельно. Такая самоорганизация разряда (сопровождаемая, вообще говоря, усилением потерь) не противоречит термодинамическим

принципам. С термодинамической точки зрения плазма в токамаке с непрерывно вводимой мощностью  $JV$  ( $J$  — ток,  $V$  — напряжение обхода) является открытой системой, а в таких системах довольно типичным является образование упорядоченных структур (самоорганизация). В существенно более явном виде самоорганизация плазмы проявляется в пинчах с обращенным магнитным полем (см. раздел 4). В токамаке процесс этот идет более мягко (уровень флуктуаций на порядок ниже, чем в ПОМП), с приемлемыми аномальными переносами. Эффект самоорганизации определил жизнеспособность системы токамак.

#### д) Возможность стационарного режима

Необходимый для создания системы тороидальных магнитных поверхностей ток  $J_p$  в плазме возбуждается и поддерживается тороидальным электрическим полем  $E_\phi$ . Само это поле поддерживается только нарастанием (убыванием) магнитного потока индуктора,  $E_\phi = -\dot{\psi}_e / 2\pi r$  (индукционное поле). Поэтому, казалось бы, стационарное поддержание магнитной конфигурации в токамаке невозможно в принципе. К счастью, на электроны плазмы токамака оказалось возможным воздействовать не только непосредственно электрическим полем, но и с помощью передаваемого им при поглощении ВЧ-волн импульса  $kP_\omega / \omega$ , где  $P_\omega$  — средняя поглощенная ВЧ-мощность на электрон;  $k, \omega$  — волновой вектор и круговая частота волны (на языке квантов этот импульс  $\hbar k N_\omega$ , где  $N_\omega = P_\omega / \hbar \omega$  — число квантов). Ток можно поддерживать также быстрыми ионами при инжекции пучка атомов. В настоящее время эти методы активно разрабатываются. В 1987 г. на японском крупном токамаке JT-60 с помощью нижнегибридных волн ( $\omega/2\pi = 2$  ГГц) при низкой плотности плазмы  $3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$  и ВЧ-мощности 2 МВт получен ток генерации до 2 МА, поддерживаемый в течение 2 секунд. При повышении плотности эффективность генерации, к сожалению, падает (возрастает нагрев). Однако при этом при высокой плотности в игру может вступить эффект бутстрэп-тока: генерация тока за счет неоклассической диффузии, связанной с запертыми частицами (бананами), при которой плазма при своем расширении «не чувствует» тороидального магнитного поля (ширина «бананов», определяющая случайное смещение частицы в результате столкновения, зависит от полоидального поля) и как бы пересекает лишь силовые линии полоидального поля, что и приводит к току  $j_\phi = \sigma_D B_\phi$ . Реальность бутстрэп-тока подтверждена экспериментально. В токамаке TFTR (США) при инжекции пучка атомов из общего тока 850 кА пучком поддерживался ток 260 кА, на бутстрэп-ток приходился (за вычетом омического) ток 350 кА [20].

Таким образом, принципиальная возможность неограниченного длительного поддержания тороидального тока в токамаке

ке уже доказана экспериментально. Устраняется основной недостаток тока — импульсный характер работы.

Отмеченные благоприятные особенности объясняют широкое распространение токамаков, повышенный интерес к нему исследователей.

### 2.3. Современный статус

В таблице 2 приведены параметры плазмы, достигнутые в токамаках и необходимые в реакторах.

Таблица 2

Параметры плазмы, достигнутые в токамаках и необходимые в реакторе

Параметр	Достигнуто	Необходимо в реакторе
Температура ионов $T_i(0)$	30 кэВ (TFTR)	20 кэВ
Температура электронов $T_e(0)$	10 кэВ (T-10)	20 кэВ
Плотность плазмы $\bar{n}_e$	$1,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (TFTR) $5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (ALCATOR-C)	$1,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$
Энергетическое время жизни $\tau_E$	1,2 с (JET)	1,5 с
$n_i T_i \tau_E$	$3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3} \text{ кэВ} \cdot \text{с}$ (TFTR)	$5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3} \text{ кэВ} \cdot \text{с}$
Коэффициент усиления мощности $Q$	0,3 (TFTR, JET)	5

Коэффициент усиления мощности определяется отношением

$$Q = \frac{\text{Вводимая мощность}}{\text{мощность, выделяемая в D-T реакциях}}$$

В исследовательских установках знаменатель — расчетная величина, так как тритий в экспериментах не используется. В конце 1988 г. на установках JET и TFTR предполагается достичь баланса мощностей,  $Q=1$ .

Токамаки фактически прошли стадию «проверки принципов» и вступили в стадию создания реактора. Разработка проектов экспериментального термоядерного реактора ведется в ряде стран. В Западной Европе это проект NET (следующий европейский тор), в США — TIBER, в Японии — FER (экспериментальный реактор синтеза), в СССР — ОТР (опытный термоядерный реактор) [21]. Их параметры приведены в таблице 3.

Таблица 3

Проекты национальных экспериментальных реакторов-токамаков

Проект	$a(m)/b(m)$	$R(m)$	$J_p(\text{kA})$	$\bar{\beta}$	$Q$
OTR	1,5/2,3	6,3	8	3	$>5$
TIBER	0,83/2	3	10	6	$>5$
NET	1,35/3	5,2	11	5,6	8
FER	1,25/2	4,4	9	5,3	$>20$

Под эгидой МАГАТЭ в течение ряда лет велись работы над проектом международного токамака-реактора ИНТОР. Сейчас создана и работает в ФРГ международная группа для разработки проекта ИТЭР (международного термоядерного экспериментального реактора). Центр тяжести физических исследований все больше смещается от доказательства осуществимости к проблемам оптимизации и надежности осуществления необходимых режимов. Сюда входит:

уточнение прогнозов по удержанию плазмы в реакторе на основе изучения механизмов потерь энергии и частиц в токамаках при дополнительном нагреве;

отработка методов поддержания необходимых условий в пристеночной области и пограничной плазме и удаления из плазмы накопившихся ионов примеси и продуктов термоядерной реакции —  $\alpha$ -частиц;

уточнение достижимых значений  $\beta$ ; определение возможности работы токамака во второй зоне устойчивости с  $\beta$  в несколько десятков процентов, что открыло бы возможность осуществления безнейтронного реактора на основе реакций  $D^3\text{He}$ ;

отработка методов предотвращения неустойчивости срыва. Сохраняются проблемы отработки методов нагрева, инжекции топлива, старта и безболезненного гашения разряда, удержания плазмы при наличии  $\alpha$ -частиц. Для исследования плазмы, в которой зажглась термоядерная реакция, предлагаются компактные токамаки (с минимальным аспектным отношением) и сильным магнитным полем (см. таблицу 4).

Таблица 4

Компактные токамаки для опытов с зажиганием термоядерной DT-реакции (предложения, разрабатываемые в США)

Проект	$a(m)/b(m)$	$R(m)$	$B(\text{Tл})$	$J_p(\text{MA})$
CIT	0,65/1,3	2,1	10	
IGNITOR	0,45/0,78	1,17	13	12
IGNITEX	0,47/0,75	1,5	20	12

Следует подчеркнуть, что если для опытного реактора приемлем режим работы циклами, то коммерческие реакторы с длительным сроком службы маловероятны без стационарного режима работы. Выше отмечалось, что токамак может стать стационарной системой при поддержании тока введением пучков частиц или В-мощности. Важнейшей исследовательской задачей в этой связи является повышение эффективности генерации и поддержания тороидального тока. Пока нет полной уверенности в экономической приемлемости стационарного реактора-токамака, сохраняется актуальной разработка стационарных тороидальных магнитных систем типа стелларатора, требующих только подпитки топливом для компенсации диффузионных потерь плазмы.

### 3. СТЕЛЛАТОРЫ

#### 3.1. Общие сведения

Стелларатор (т. е. тор из звездного вещества) — это название широкого класса тороидальных (в топологическом смысле) магнитных систем, не требующих для создания магнитных поверхностей генерации тока в плазме. Таким образом, в стеллараторе существует вакуумная система вложенных магнитных поверхностей. Общим для этих систем является наличие элементов винтовой структуры: либо некруглое сечение магнитной трубки проворачивается по винту (обычный стелларатор), либо ось магнитной трубки (или ее часть) имеет форму винтовой линии (стелларатор с пространственной осью). По этому признаку стеллараторы называют также винтовыми системами.

Среднее полоидальное магнитное поле на контуре  $l_p$  любого поперечного сечения магнитной поверхности винтовой системы равно нулю

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{l}_p = 0 \quad (15)$$

(в токамаке этот интеграл равен  $\mu_0 J$ ), но полоидальный магнитный поток через перегородку между близкими магнитными поверхностями, идущую вдоль всей тороидальной системы,

$$d\psi = \int \mathbf{B} ds_p, \quad (16)$$

а следовательно, и вращательное преобразование (3),

$$\mu = -d\psi/d\Phi, \quad (17)$$

где  $\Phi$  — тороидальный магнитный поток, отличны от нуля.

#### 3.1.1. Обычный стелларатор

В обычном стеллараторе тороидальная компонента магнитного поля в простейшем случае одной винтовой гармоники приближенно записывается в виде

$$B_\varphi = B_0 [1 - \epsilon_l \cos \theta + \epsilon_l(\rho) \cos (l\theta - M\varphi)], \quad (18)$$

где  $\epsilon_l = \rho/R$ ,  $R$  — радиус круговой оси винтовых обмоток,  $\rho$  — расстояние от этой оси,  $\epsilon_{lm}(\rho)$  — амплитуда винтовой гармоники поля,  $\theta$  — полоидальная, а  $\varphi$  — тороидальная угловые переменные,  $l$ ,  $M$  — соответствующие числа периодов. Плазменный шнур в обычном стеллараторе можно представить как плазменный шнур в токамаке (в том числе с D-образным сечением), но с наложенными на него винтовыми деформациями. В зависимости от способа создания такой магнитной конфигурации обычные стеллараторы делятся на следующие типы:

а) классический стелларатор (тороидальные катушки плюс  $2l$  винтовых обмоток с чередующимся направлением токов);

б) торсатрон ( $l$  винтовых обмоток с одинаковым направлением тока в них, создающих как винтовое, так и тороидальное поле, плюс однородные вдоль тора полоидальные обмотки компенсирующего и корректирующего полоидального поля);

в) гелиотрон (то же, что торсатрон, на ранней стадии исследований с добавлением тороидальных катушек для большей гибкости в выборе параметров);

г) модульные стеллараторы различного типа, в которых вся система обмоток, необходимых для создания магнитных поверхностей, заменена отдельной системой модулей, например скрученных тороидальных катушек, как в стеллараторе WVII-AS.

Как и в токамаке, предельное по равновесию и устойчивости давление плазмы в стеллараторе зависит от формы сечения магнитных поверхностей (в обычном стеллараторе, усредненных по винтовым осцилляциям). Важными характеристиками стелларатора являются:

- напряженность поля на оси  $B_0$ ;
- радиус оси  $R$ ; в общем случае кривизна оси  $k(s)$ , где  $s$  — длина ее дуги;
- средний радиус плазмы  $a_p$ ;
- числа периодов в полоидальном,  $l$ , и тороидальном,  $M$ , направлениях;
- вращательное преобразование  $\mu(a)$ ;
- шир  $s = \mu'(a) \cdot a / \mu(a)$  ( $a$  — усредненный радиус сечения текущей магнитной поверхности);

$$\text{— магнитная яма } \omega = \frac{(2p + \langle B^2 \rangle)' a}{\langle B^2 \rangle} \approx -\frac{U_0' a}{U_0},$$

где  $U_0 = V_0'(\Phi)$  — удельный объем вакуумного магнитного поля;

- параметр параксильности  $Ma/R = MA^{-1}$ ;
- смещение магнитной оси  $\Delta_{ax}$  относительно центра сечения граничной поверхности;
- вытянутость усредненного сечения  $b/a$ ;
- треугольность усредненного сечения  $\delta$ ;
- вариация  $\delta Q(\theta)$ ,  $Q = \int dl/B$  (на один период системы);
- амплитуды корректирующих винтовых гармоник, позволяющих влиять на число локально запертых частиц.

### 3.1.2. Стелларатор с пространственной осью (СПО)

СПО характеризуется, прежде всего, формой оси, т. е. ее кривизной  $k(s)$  и кручением  $\kappa(s)$ . Вместо этих двух функций удобно пользоваться комплексной кривизной

$$K(s) = k(s) e^{i\left(\kappa_0 s - \int_0^s \kappa ds\right)}, \quad (19)$$

где  $\kappa_0$  — среднее кручение, определяющее вращательное преобразование в СПО с круглыми сечениями магнитных поверхностей:

$$\kappa_0 L = \int_0^L \kappa ds = 2\pi n. \quad (20)$$

В частности, ось СПО в форме замкнутой спирали (с  $M$  периодами по длине и  $m$  обходами вокруг оси симметрии  $M$ -го порядка до замыкания) можно описать комплексной кривизной, содержащей два параметра  $\kappa_0$  и  $M$ :

$$K(s) = k_0(\kappa_0) + k_1(\kappa_0) e^{i2\pi Ms/L}. \quad (21)$$

Рассчитанные значения  $k_0(\kappa_0)$  и  $k_1(\kappa_0)$  для некоторых  $M$ ,  $m$  приведены в [22]. Случай  $M=2$ ,  $m=1$  служит моделью первого стелларатора с пространственной осью — восьмерки Спитцера [23].

В отсутствие не обязательных для СПО винтовых гармоник поля шир в этой системе мал. Стабилизация МГД-неустойчивостей возможна лишь за счет магнитной ямы, которая образуется, например, если поперечное сечение D-образное (бобообразное) с сохраняющейся, по возможности, его ориентацией относительно главной нормали к оси. Такую магнитную конфигурацию можно создать с помощью одинаковых кольцевых витков с током, центры которых расположены на винтовой линии с  $M$  периодами, обвивающей еще один кольцевой виток большего радиуса. Эта система получила название «гелиак» [24]. В ХФТИ такого рода система еще до появления гелиа-

ков называлась винтотроном; в Японии (Тохоку-университет) система СПО с круглым сечением называлась асператором [25]. Следует отметить, что после первых стеллараторов в США, имевших форму пространственных восьмерок, системы СПО разрабатывались сначала (по крайней мере теоретически) в основном в СССР. Основная особенность их состоит в том, что глубина магнитной ямы, определяемая локальной кривизной винтовой оси, не уменьшается при увеличении длины системы (числа периодов  $M$ ). Это означает, что можно приблизиться как угодно близко к винтовой симметрии (при  $M \rightarrow \infty$ ), где нет проблем с переносами, вызываемыми дрейфом центров орбит локально запертых частиц, а магнитная яма и устойчивость сохраняются, как показывают расчеты, с самым высоким давлением плазмы,  $\beta \sim 30\%$  (при  $M \rightarrow \infty$ ). Для удешевления системы она должна иметь, конечно, ограниченную длину (малые  $M$ ), здесь значение  $\beta$  существенно ниже. В существующих гелиаках  $M=3$ ; 4.

В настоящее время СПО приобретают все больший интерес. Например, оптимизация обычных стеллараторов серии «Вандельштейн» в ФРГ по равновесию привела к системе с винтообразной осью (Helias).

Все СПО не сводятся к системам со спиралевидными осями. В СССР, например, предложены системы дракон, с возможностью введения прямолинейных участков, и КСС — кусочно-симметричный стелларатор, оси которых могут иметь самую разную форму.

### 3.1.3. История развития стеллараторов

Очень схематично историю развития стеллараторов можно разделить на следующие этапы:

50-е годы: возникновение концепции и первые опыты со стеллараторами в США, неудачи со стелларатором С, имевшем невыгодные параметры — малое сечение, большую длину,  $L/2\pi a = 40$ , слабое полоидальное магнитное поле (рис. 3).

60-е годы: широкое развитие исследований в ряде стран после раскращения стеллараторов в 1958 г.; опыты на небольших стеллараторах в СССР, ФРГ, Англии, Японии, США с холодной плазмой, получение свидетельств удовлетворительного удержания, теоретические исследования вакуумных конфигураций, неоклассическая теория переносов;

70-е годы: закрытие стеллараторной программы в США, удовлетворительные опыты с горячей плазмой ( $T \geq 100$  эВ), создаваемой омическим нагревом в новых сравнительно крупных стеллараторах с умеренным аспектным отношением ( $A \leq 10$ ).

80-е годы: исследование бестоковой горячей плазмы ( $T \sim$

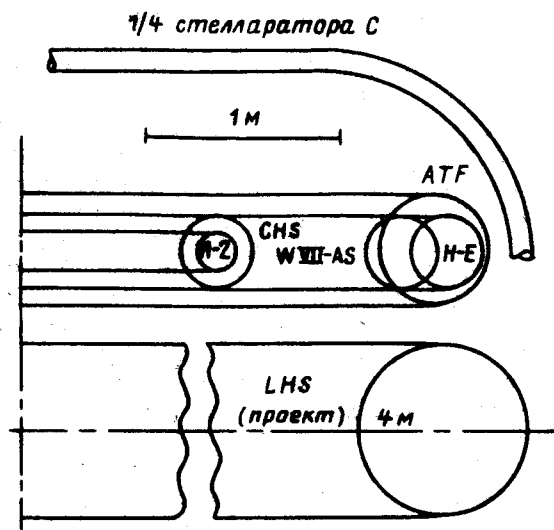


Рис. 3. Сравнительные размеры плазмы в стеллараторе С и некоторых современных стелларатора (показана усредненная форма сечения плазмы, представляющая в действительности вращающийся эллипс)

~1 кэВ), создаваемой инжекцией нейтральных атомов и ВЧ-методами. Получение параметров близких к токамакам того же масштаба. Возрождение крупной программы исследований по стеллараторам в США. Широкое развитие численных методов исследования равновесия, устойчивости, переносов. Интерес к системам с пространственной осью.

90-е годы (планы): исследование удержания в области слабых столкновений, получение высоких  $\beta$  (~5%), главным образом на стеллараторах нового поколения ATF, W VII-AS, U-2M, и др., создание стеллараторов предреакторного масштаба ( $R \sim 4-5$  м,  $a_p \sim 0,5-1$  м), в том числе для экспериментов с термоядерным горением,  $Q = \infty$ .

Исследования по стеллараторам прошли в свое время определенный спад и заметно активизировались в прошедшее десятилетие. Об этом, в частности, свидетельствуют появление большого числа теоретических работ и ряда обобщающих обзоров [25-32], регулярные международные рабочие совещания, широкое развитие методов численного моделирования.

В настоящее время стеллараторы имеются в США, где находится крупнейший стелларатор ATF ( $R=2$  м,  $a_p=30$  см), в ФРГ (первый крупный модульный стелларатор W VII-AS,  $R=2$  м,  $a_p=20$  см), в Японии, СССР, Австралии, Англии и Испании (строится). В таблице 5 приведены параметры крупных

Таблица 5

Параметры действующих и строящихся стеллараторов

Установка	Страна, лаборатория	$\bar{a}$ (м)	R (м)	$B$ (Тл)	$\frac{I}{M}$	$\frac{\mu(0)}{\mu(a)}$	Особенности
УРАГАН-III	СССР, ХФТИ	0,135	1,0	2,5	3,9	0/0,6	Новый крупнейший торсаatron
JI-2	СССР, ИОФАН	0,11	1,0	1,5	2/14	0,2/0,7	
ATF	США, Ок-Риджск. нац. лаб.	0,3	2,1	2	2/12	0,3/0,9	Первый крупный модульный стелларатор
W VII-AS	ФРГ, Ин-т физ. пл., Гархинг	0,2	2,0	3,5	$I = 2(1+3)$ $M=5$	0,4/(0,4+)	
HELIOTRON-E	Япония, Киотокий унив.	0,2	22	2	2/19	0,5/2,5	Гибрид с токамаком
HELIOTRON DR	Япония, Калем. лаб.	0,07	0,9	2	2/15	0,82/2,2	
CLEO	Англия, Калем. лаб.	0,13	0,9	2	3/7	0,06	Модульный торсаatron
AUBURN torsatron	США, Обэрнский университет	0,14	0,58	0,3	2/10	0/0,6	
IMS	США, Висконсинский университет	0,05	0,4	0,6	3/7	0/0,6	Геллак
SHATLET-M	Япония, Токийский университет	0,03	0,4	0,15	2/12	0,5	
SHEILA	Австралийский университет	0,03	0,2	0,4	$M=3$	1,18/1,35	Геллак
TJ-II, (1991 г.)	Испания	0,15	1,5	1	$M=4$	1,52/1,52	
CHS (1988 г.)	Япония, Нагойский университет	0,2	1,0	1,5	2,8	0,1/0,6	Торсаatron
U-2M (1990 г.)	СССР, ХФТИ	0,22	1,7	2,4	2/4	0,55/0,75	
H-1 (1989 г.)	Австралия	0,2	1	1	$M=3$	1,1/1,18	Геллак



и недавно введенных небольших стеллараторов, как обычных, так и СПО.

Как видно из сравнения таблиц 1 и 3, современные крупнейшие стеллараторы гелиотрон Н-Е и недавно введенные в строй ATF и WVII-AS приближаются к масштабу токамака T-10, построенного в 1975 г. Стеллараторы, таким образом, «отстают» от токамаков примерно на 10—15 лет. Дело в том, что создание современных стеллараторов требует решения сложных технологических и инженерных проблем, связанных с винтовостью системы. Для экономии энергии магнитного поля, например, вакуумная камера в торсатронах-гелиотронах делается в форме плазмы (т. е. с вытянутым вращающимся сечением), а винтовые обмотки укладываются в образующиеся винтовые пазы (рис. 4, 5). С учетом требования высокой точности изготовления обмоток (во избежание паразитных возмущений, приводящих к островной структуре магнитных поверхностей) сооружение установки становится задачей уникальной сложности. То же относится к стеллараторам серии AS в ФРГ со скрученными, или твистированными, катушками.

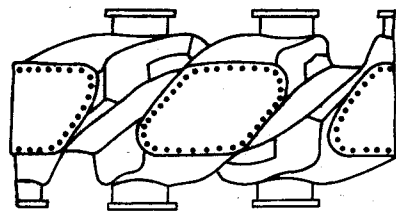


Рис. 4. Схема элемента камеры стелларатора ATF. В винтовых желобах располагаются винтовые обмотки

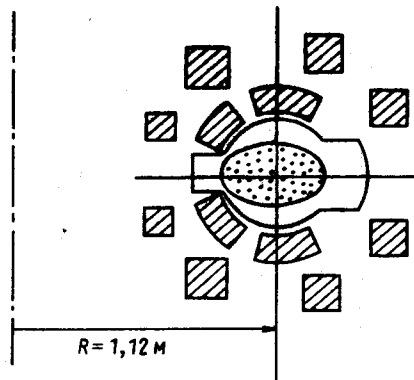


Рис. 5. Сечение камеры и относительное расположение винтовых (четыре дуговые сечения), компенсационных и управляющих полоидальных (квадратные сечения) обмоток в одном из проработывавшихся проектов двухзаконного стелларатора-торсатрона (Л-2М)

Отставание стеллараторной программы связано также с недостатком в 60-е и 70-е годы руководящих идей по улучшению параметров этой системы. Во многом это было связано с большими сложностями теоретического исследования этих принципиально трехмерных систем. За последние годы, однако,

уровень понимания возможностей стеллараторов существенно возрос и развитие стеллараторных исследований приобрело динамичный характер.

### 3.2. Недавние достижения

Значительный импульс развитию стеллараторных исследований в последнем десятилетии дали теоретические работы, выполненные в 80-е годы. В них выявлены важные положительные особенности и новые возможности как стеллараторов с широм, так и бесшировых стеллараторов. При этом оказалось, что: 1) как в тех, так и в других стеллараторах можно найти условия, при которых предел по равновесию и устойчивости идеальных МГД-мод повышается до  $\beta \sim 10\%$ ; 2) обнаружена возможность снижения неоклассических переносов в слабо-столкновительной области по сравнению с первоначальными расчетами почти на порядок.

#### 3.2.1. Управление равновесием и устойчивостью в стеллараторах с широм

а) Эффект жесткости внешних магнитных поверхностей в стеллараторах с широм

В начале 80-х годов существенно продвинулось понимание отличия удержания в стеллараторе от токамака. Из структуры уравнений для смещения  $\Delta$  магнитных поверхностей в стеллараторе (с одной гармоникой винтового поля) и токамаке:

$$[(\mu_n \Delta)' a^3]' = -2\mu_0 p' (a) R a^2 / B_0^2 \mu_n, \quad (22)$$

$$(\mu_n^2 a^3 \Delta')' = -2\mu_0 p' (a) R a^2 / B_0^2 \quad (23)$$

следует, что если в токамаке решение однородного уравнения (которое соответствует, как можно показать, наложению вертикального магнитного поля) есть  $\Delta' = 0$ , т. е. смещение плазмы как целого, без изменения относительного расположения магнитных поверхностей, то в стеллараторе с широм оно имеет вид

$$\Delta = \frac{\text{const}}{\mu_n(a)}, \quad (24)$$

т. е. явно указывает на изменение относительного расположения поверхностей. При типичном для стелларатора росте  $\mu_n(a)$  от оси,  $\mu_n'(a) > 0$ , внутренние поверхности смещаются сильнее внешних. Они как бы более рыхлые, подвижные, в то время как внешние — более жесткие.

Рыхлость внутренних поверхностей с малым  $\mu(0)$  проявляется и по отношению к внешнему квадрупольному (однородному по длине тора) магнитному полю. Известно, что в тока-

маке его используют для удлинения формы сечения и создания диверторной конфигурации с внешней сепаратрисой. Внутренние магнитные поверхности при этом деформируются слабо, особенно при пикированном токе. Это связано с тем, что в токамаке вращательное преобразование  $\mu_r = 1/q$  на оси больше, чем на периферии, т. е. более «рыхлыми» оказываются внешние поверхности. В стеллараторе же, наоборот, в первую очередь происходит удлинение средних сечений внутренних магнитных поверхностей вплоть до образования внутренней сепаратрисы в форме восьмерки. Внешние же поверхности при этом деформируются не сильно [34, 35]. Значение возможности изменения вытянутости сечения состоит в том, что от нее зависит вращательное преобразование. Применяя квадрупольное поле, можно легко компенсировать опасное для устойчивости понижение  $\mu(a)$  (вплоть до появления минимума) при повышении  $\beta$ .

б) Влияние «жесткости» магнитных поверхностей при  $\mu > 0$  на устойчивость, эффект самостабилизации плазмы

Эффект большей жесткости внешних поверхностей повышает устойчивость плазмы. Так, в необходимое условие устойчивости баллонных мод квадратичное по давлению плазмы слабоем входит с множителем  $\mu'(a)a/\mu$  [36] (в рамках использованной в расчетах модели) и при  $\mu' > 0$  не ухудшает устойчивости, так что предельное давление не ограничивается (при наличии магнитной ямы) неустойчивостью идеальных МГД-мод.

Используя подвижность магнитной оси при  $\mu' > 0$ , можно управлять устойчивостью. Если смещать магнитную ось в направлении ослабления тороидального магнитного поля, то при  $\mu' > 0$  магнитное поле на оси может оказаться меньше, чем среднее магнитное поле на крайней магнитной поверхности, т. е. возникает (углубляется) средняя магнитная яма. Так можно повышать предел  $\beta$  по локальной МГД-устойчивости. На диаграммах устойчивости идеальных локальных МГД-мод (рис. 6), рассчитанных с помощью двумерной модели [37], видно, как с ростом  $\Delta_0$  в установках с параметрами, близкими к L-2 и H-E, повышается предельное  $\beta$ . Для L-3 (бывший проект) при малых  $\Delta_0$  имеется щель между первой и второй зонами устойчивости (при  $\beta \rightarrow 0$  и  $\Delta_0 = 0$  ямы нет, стабилизация осуществляется широм). С увеличением  $\Delta_0$  обе зоны сливаются. Такой переход в устойчивую область может происходить автоматически, поскольку  $\Delta_0$  растет с давлением. Этот эффект самостабилизации плазмы [31, 38] был известен ранее для токамака и для бесшировых стеллараторов [17, 39], но там он квадратичен по  $\Delta$  и проявляется лишь при давлении плазмы, близком к своему пределу по равновесию. В стеллараторах же с широм эффект самостабилизации — линейный по  $\Delta$ , т. е. наступает при меньших давлениях.

Эффект самостабилизации лежит в основе современных проектов всех крупных стеллараторов с широм.

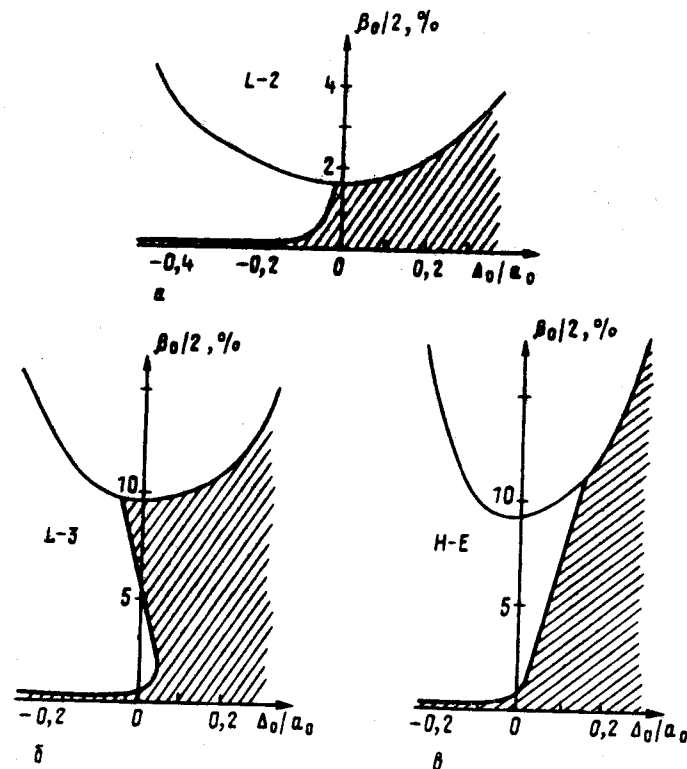


Рис. 6. Зависимость предельного по устойчивости давления плазмы (жирная линия слева от заштрихованной области устойчивости) от смещения магнитной оси наружу для стеллараторов с широм для некоторых существующих (L-2, H-E) и проектировавшихся (L-3) стеллараторов. Верхняя линия — граница равновесия

### 3.2.2. Повышение предельного равновесного давления в бесшировых стеллараторах

К бесшировым стеллараторам относятся, в первую очередь, системы серии AS (WVII-AS и др.) с небольшим числом  $n$  большой длиной периодов (параметр параксиальности  $MA \ll 1$ ). Во избежание больших островов вращательное преобразование не должно быть близким к рациональному числу  $n/m$  с малым  $m, n$  (в стеллараторах с широм резонансы  $\mu = n/m$  допустимы, т. к. благодаря шире, острова, возникающие под действием винтовых возмущений вида  $\cos(m\theta - n\varphi)$ , локализованы вблизи резонансной поверхности). При небольшом числе периодов  $M$  (в WVII-A, например,  $M=5$ ) слаба неоднородность, вносимая винтовым полем. Это облегчает создание магнитной ямы (любые гофры ухудшают ее) и улучшает удержание в области ло-

кально-запертых частиц. Однако при малом  $M$  невозможно сделать достаточно большим вращательное преобразование (в WVII-A  $\mu=0,23$ , тогда как в L-2  $\mu(a_p)=0,8$ , в H-E  $\mu(a_p)=2,5$ ), поэтому равновесное давление оказывается небольшим,  $\beta \sim 1\%$ , что явно не достаточно для реактора. Предел по равновесию связан со вторичным током (током Пфирша—Шлютера)

$$j_{\parallel} = \alpha B p'(a), \quad (25)$$

который является результатом дрейфового разделения зарядов в неоднородном магнитном поле и определяется через первичный ток

$$j_{\perp} = p'(a) \frac{[B \nabla a]}{|B|^2} \quad (26)$$

из условия  $\text{div } \mathbf{j} = 0$ :

$$\mathbf{B} \nabla \alpha = -[B \nabla a] \nabla \frac{1}{|B|^2} = \nabla a \left[ \mathbf{B} \nabla \frac{1}{|B|^2} \right]. \quad (27)$$

Нетрудно видеть, что в правой части стоит величина, пропорциональная скорости радиального дрейфа частиц. Поэтому повышение  $\beta$  за счет снижения вторичного тока одновременно означает и уменьшение неоклассических потерь.

Специальным выбором полоидальной  $\theta_B$  и тороидальной  $\zeta_B$  криволинейных координат (магнитные координаты Бузера) можно представить равновесное магнитное поле в виде

$$2\pi \mathbf{B} = F(a) \nabla \zeta_B - v \nabla a. \quad (28)$$

При этом, очевидно, градиент вдоль координаты  $\zeta_B$  выпадает из правой части уравнения (27), которое с учетом связи  $4\pi^2 |B|^2 = V' \langle B^2 \rangle \nabla a [ \nabla \theta \nabla \zeta_B ]$  принимает вид

$$\mathbf{B} \nabla \alpha = \nabla a [ \mathbf{B} \nabla \theta_B ] \frac{\partial}{\partial \theta_B} \frac{1}{|B|^2} = \frac{2\pi F}{V' \langle B^2 \rangle} \frac{\partial}{\partial \theta_B} \ln |B|^2. \quad (29)$$

Таким образом оптимизация системы состоит в уменьшении вариации  $|B|^2$  в направлении переменной  $\theta_B$  магнитной системы координат Бузера. Большое количество численных расчетов по минимизации вторичного тока, выполненных в основном в Гархинге, привели к определенному успеху. Удалось найти конфигурации, где вторичный ток снижен по сравнению с классическим значением для обычного стелларатора с круговой осью и круглым сечением

$$j_{\phi} = \frac{2j_{\perp}}{\mu} \cos \theta. \quad (30)$$

Здесь  $j_{\perp} = p'(a)/B$ . Ось такой системы имеет вид многоугольника (пятиугольника в WVII-AS). Дальнейшая оптимизация привела к системе с винтовой осью Helias, легшей в основу проекта стелларатора WVII-X. Здесь вторичный ток  $j_{\phi}$  меньше первичного  $j_{\perp}$ , так что  $\beta$  повышается до 9%. На рис. 7 пока-

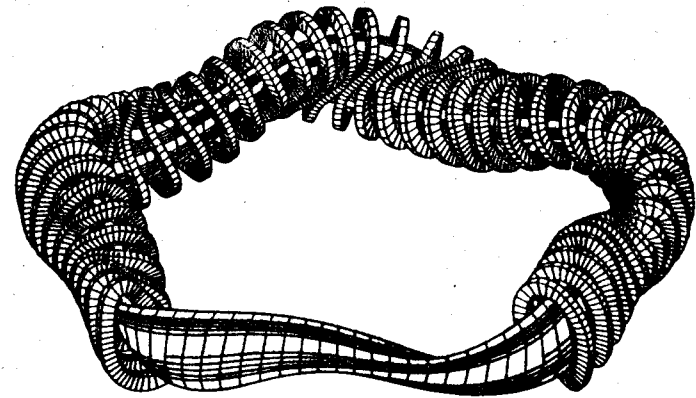


Рис. 7. Типичная конфигурация плазмы и соответствующих крученых тороидальных катушек в оптимизированном бесшировом стеллараторе «гелиас», разрабатываемом в Институте Макса Планка (ФРГ)

зан пример системы Helias с пятью периодами [32]. Рисунок дает представление о системе катушек в недавно начавшем функционировать стеллараторе WVII-AS, отличающемся более «плоской» осью.

К числу бесшировых систем относится также система «дракон» [39, 40]. Главная идея дракона состоит в создании криволинейного равновесного элемента (КРЭЛ) с замкнутыми внутри него вторичными токами. Тогда между двумя такими крэлами можно помещать технологически удобные прямолинейные участки магнитной системы произвольной длины (отсюда название «дракон» — длинная равновесная конфигурация). Поскольку в них не затекают вторичные токи Пфирша—Шлютера, они не вносят ограничений на равновесное давление. Прямолинейные участки могут иметь пробочную геометрию с ослабленным полем в центральной части. Так как давление плазмы на магнитных поверхностях в замкнутых системах постоянно, ослабление поля соответствует повышению параметра  $\beta$ .

### 3.2.3. Снижение неоклассических потерь

Принципиальным недостатком стеллараторов является наличие наряду с тороидально-запертыми (как и в токамаке) также локально-запертых (на каждом периоде винтового поля) заряженных частиц, которые вносят большой вклад в потери благодаря дрейфу поперек магнитных поверхностей из-за неоднородности магнитного поля. Так как систематический дрейф сбивается столкновениями, перемещение центра «винтового банана» между соударениями обратно пропорционально

частоте столкновений ( $\Delta\alpha v_{\perp}/v_{ei}$ ), а коэффициент диффузии  $D \propto \Delta^2 v_{ei} \propto 1/v_{ei}$ , т. е. растет с уменьшением частоты столкновений. При уменьшении  $v_{ei}$  коэффициент диффузии падает вместе с частотой столкновений, однако для реактора наибольший интерес представляет область с  $D \sim 1/v_{ei}$  (в некоторой области параметров плазмы). Численное значение его оказывается значительно большим, чем в области «плато» известной зависимости  $D(v_{ei})$  Галеева—Сагдеева. Неоклассические потери, вызываемые локально запертыми частицами, делали стелларатор неконкурентоспособным по сравнению с токамаком.

В 80-е годы положение с неоклассическими переносами заметно изменилось в лучшую сторону. Сначала численными расчетами методом Монте-Карло, а затем и систематически было показано, что можно изменить конфигурацию винтового магнитного поля в стеллараторах так, что потери, связанные с локально запертыми частицами, можно уменьшить почти на порядок (см. обзоры [25, 12, 32]). Для этого нужно снизить модуляцию модуля  $B$  на внешнем обводе тора. Сделать это можно, варьируя наклон винтовых обмоток по полоидальному азимуту. На внешнем обводе тора обмотки должны идти полого (почти вдоль тора), тогда расстояния между ними здесь малы и модуляция поля незначительна. На внутреннем же обводе, где обмотки идут почти по азимуту, модуляция, наоборот, увеличивается. На языке винтовых гармоник это соответствует добавлению к гармонике  $\sin(l\theta - M\varphi)$  соответствующих гармоник  $\sin[(l+1)\theta - M\varphi]$  с соответствующей оптимальной амплитудой.

Другой положительный вывод теории связан с учетом радиального (амбиполярного) электрического поля. Оно усиливает азимутальный дрейф частиц, привязывая их орбиты к магнитным поверхностям. Сложность состоит в его определении из приравнивания выражений для независимых потоков электронов и ионов. Она двоякая. Во-первых, потоки зависят от распределения плотности, температуры и т. д., а эти величины должны определяться из уравнений переносов, куда входят эти потоки с неизвестным еще электрическим полем. Во-вторых, из-за нелинейной зависимости коэффициентов диффузии от электрического поля уравнение, из которого оно определяется, имеет несколько корней, и встает проблема выбора правильного корня. Общих рецептов, если не решать эволюционную задачу, пока не выработано, но в ряде случаев удается исключением неустойчивых корней и, используя некоторые физические соображения, выделить правильное решение. Рассчитанные по определенным таким образом потокам с учетом электрического поля профили температуры в ряде случаев оказываются совпадающими с измеренными не только для  $T_e$ , но и для  $T_i$ . Так, в [41] сделан вывод о неоклассическом характере электронной теплопроводности в Гелиотроне-Е, хотя в установке Л-2 не

обойтись без включения аномального коэффициента теплопроводности, растущего к границе плазмы обратно пропорционально произведению  $\mu T_e$ . Разница может быть объяснена лучшей симметрией японской установки.

Еще одним достижением неоклассической теории переносов последних лет был расчет тороидального тока, вызываемого неоклассической диффузией плазмы (бутстрэп-ток) [12, 42]. Вызывала опасение винтовая МГД-неустойчивость, связанная с этим током. Теперь появилась возможность исследовать этот вопрос. Не исключено, что в стеллараторах с широким опасением винтовой неустойчивости нет, поскольку из-за нарастающей от оси плотности бутстрэп-тока возможно выполнение достаточного условия устойчивости [43]  $\mu_j < \mu(a) - \mu(0)$ .

### 3.2.4. Основные экспериментальные результаты

В настоящее время на стеллараторах создают высокотемпературную плазму без использования тока омического нагрева. Для нагрева плазмы применяют электронно-циклотронный нагрев (ЭЦН), ионно-циклотронный нагрев (ИЦН), нагрев инжекцией пучка быстрых атомов (НИ). На этом пути удалось создать бестоковую плазму с температурой ионов и электронов  $T_{e,i} > 1$  кэВ, со сравнительно высоким давлением  $\langle \beta \rangle \sim 2\%$ . В таблице 6 представлены максимальные параметры бестоковой плазмы в стеллараторах, полученные до 1988 г.

Таблица 6  
Рекордные параметры бестоковой плазмы в различных стеллараторах

Установка	$n_e(0)$ , $m^{-3}$	$T_e(0)$ , кэВ	$T_i(0)$ , кэВ	$\beta(0)$ %	$\tau_E$ , мс
Гелиотрон-Е (Н-Е, Япония)	$2 \cdot 10^{20}$	1,2(ЭЦН)	1,6(ИЦН)	3,6(НИ)	5-20
Вандельштейн (WVII-A, ФРГ)	$10^{20}$	2,5(ЭЦН)	1(НИ)	1(НИ)	3-30
Ливень-2 (Л-2, ИОФАН, СССР)	$10^{19}$	1(ЭЦН)	0,4(ИЦН)	—	3-5
Ураган-3 (У-3, ХФТИ, СССР)	$10^{19}$	0,3(ИЦН)	1(ИЦН)	0,6(ИЦН)	5

Любопытно сравнение результатов, полученных на двух крупнейших установках с радиусом тора  $R=2$  м — Гелиотроне-Е и Вандельштейне VII-A (WVII-A). Несмотря на существенные различия в параметрах (аспектное отношение в первой  $A=11$ , во второй 20; перепад вращательного преобразования от центра до края в первой  $\Delta\mu/\mu = [\mu(a_p) - \mu(0)]/\mu = 4$ , во второй  $\Delta\mu/\mu = 0,025$ ), общий массив данных по нагреву в обеих

установках практически не различается (см. таблицу 7). Частично это объясняется тем, что в установке W-VII-A малость радиуса ( $a_p = 10$  см вместо  $a_p = 20$  см на Н-Е) компенсируется большой напряженностью магнитного поля (35 кГс против 20 кГс на Н-Е). Поразительным является то, что бесшировый стелларатор W-VII-A проявляет себя не хуже, чем стелларатор с большим широм.

Таблица 7

Параметры плазмы в стеллараторах Н-Е и WVII-AS в зависимости от плотности  $\bar{n}_e$  и вводимой мощности  $P$  (подчеркнуты рекордные значения)

Установка	$P$ МВт	$\bar{n}_e \cdot 20^{20}$ м <sup>3</sup>	$T_e(0)$ , кэВ	$T_i(0)$ , кэВ	$\bar{\beta}$ , %	$\frac{n_e t E}{10^{18} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}}$
Н-Е	3,5 НИ	0,26	0,7	1,6	0,3 (1,9 Тл)	0,26
	1,8 НИ	0,9	0,4	0,4	2 (0,94 Тл)	0,63
	2 НИ	1,4	0,3	0,3	0,47 (1,9 Тл)	5
WVII-AS	0,11 ЭЦН	0,1	2,4	0,11	0,1 (2,5 Тл)	0,04
	0,46 НИ	1,2	0,7	1	0,45 (3,2 Тл)	2,5

Эксперименты со значительным повышением давления плазмы позволили установить хорошее согласие расчетов смещения оси с наблюдаемыми значениями. Интерполяционная формула для смещения оси, полученная на основе двумерных расчетов [43], имеет вид

$$\frac{\beta_0}{2} = (0,15 + 0,85 \mu_0^2 / \mu_a^2) \frac{a}{R} \mu_a^2. \quad (31)$$

В отношении МГД-неустойчивости плазмы установлено, что при наличии внутри плазмы рациональной магнитной поверхности с  $\mu(a_s) = 1$  (как это имеет место в Н-Е), наблюдается два режима — с плоским профилем давления, получающимся при внешнем «поддуве» газа, и с пикированным давлением. Первый, Q-режим, устойчив, вероятно, из-за того, что максимальный градиент давления попадает в область повышенного шира. Второй, S-режим, характеризуется внутренними срывами, аналогичными, наблюдаемым в токамаках. Их объясняют развитием диссипативной желобковой неустойчивости при восстановлении градиента давления на рациональной поверхности. Срыв не влияет существенно на глобальное удержание. Но условие устойчивости относительно желобковых диссипативных мод налагает более жесткое ограничение на предельное давление.

В бесшировом стеллараторе наилучшее удержание получается при небольшом отличии вращательного преобразования от рационального числа  $n/m$  с малым  $n, m$ . Слабый шир улуч-

шает удержание, сильный оказывает благоприятное воздействие лишь при высоком  $\beta$ . Наихудшее удержание получается, когда поверхность с  $\mu = n/m$  попадает на край плазмы.

Что касается переносов, то ионный перенос с точностью до коэффициента масштаба  $\sim 3$  соответствует неоклассической оценке независимо от вкладываемой мощности, тогда как электронная теплопроводность близка к неоклассической только в приосевой области, на краю же она явно аномальная.

### 3.3. Ближайшие задачи

Перед стеллараторами стоит задача повышения параметров плазмы, длительности ее удержания и получение информации о переносах при высоких  $\beta$  в области редких столкновений. Для решения этих вопросов прорабатывается переход к стеллараторам, масштаб которых соответствует современным крупным токамакам типа Т-15. В таблице 8 приведены предварительные параметры этих систем предреакторного масштаба.

Таблица 8

Параметры предреакторных стеллараторов

Установка	Страна	$a_p$ , м	$R$ , м	$B$ , Тл
Ураган-6	СССР	0,4	2,4	4
ATF-II	США	0,5	2	4
WVII-X	ФРГ	0,5	5	4
LHS	Япония	0,5	4	4
Heliotron F1	»	0,8	6,4	4

Реакторы-стеллараторы с современными представлениями о переносах выглядят более крупными по отношению к токамаку. Так, в проекте Heliotron-H  $a_p = 1,7$  м,  $R = 21$  м ( $l/M = 2/15$ ), в MSR (модульный стелларатор реактор, Лос-Аламос)  $a_p = 0,8$  м,  $R = 23$  м, в ASR (ФРГ)  $R = 20$  м. Такие же масштабы имеет в проекте Ураган-7. В Ок-Ридже прорабатывается вариант более компактного реактора-торсатрона с непрерывными винтовыми обмотками, защищенными с внутренней стороны тора с целью уменьшения габаритов не стальным, а вольфрамовым, более тонким экраном. В этом реакторе ATF  $R \sim 10$  м,  $a_p \sim 2$  м. С целью уменьшения неоднородности поля и, соответственно, неоклассических потерь в Харьковском проекте Ураган-2MP принято небольшое число периодов,  $M = 4$  при непрерывных обмотках с  $l = 2$ .

Как отмечалось выше, в стеллараторах можно манипулировать выбором многих параметров. В настоящее время выделены, как отмечается в обзоре [32], четыре основные концепции:

- 1) большие  $\mu$ ,  $\mu'$  и  $M$ , высокая степень симметрии, стабилизация широм;
- 2) умеренные  $\mu$ ,  $\mu'$ , расчет на вторую зону устойчивости (АТФ, У-2М, Л-4);
- 3) слабый шир, умеренные  $\mu$ ,  $M$ ; оптимизация токов Пфирша—Шлютера,  $\delta \int (dl/B) = \min$ , для улучшения равновесия при умеренном  $\mu$ ;
- 4) винтовая ось, слабый шир, стабилизация магнитной ямой (гелиак ТЖ-II и др.).

В действительности этим делением не исчерпываются все представляющие интерес ситуации. Отсюда вытекает важность широких исследований различных типов стеллараторных систем с использованием, в том числе, численного моделирования процессов в плазме стелларатора с привлечением трехмерных кодов для описания равновесных конфигураций и МГД-устойчивости плазмы.

Основным направлением теоретических исследований остаются поиски магнитных систем с высоким  $\beta$  и низким уровнем переносов с учетом результатов эксперимента, поиски простых технологических решений создания необходимой магнитной системы, и анализ наблюдаемого.

Большое значение для развития стеллараторного направления играет создание трехмерных кодов равновесия. Вообще, методы численного моделирования процессов в плазме стеллараторов играют определяющую роль в исследованиях по стеллараторам.

#### 4. ПИНЧ С ОБРАЩЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ (ПОМП)

##### 4.1. Общие сведения

Пинч с обращенным магнитным полем (ПОМП) — это третья по масштабу исследований концепция магнитного удержания плазмы в тороидальных системах. Если первая — токамак родилась в СССР, вторая — стелларатор — в США, то ПОМП имеет английское происхождение. Его предшественником был тороидальный стабилизированный пинч (СП), реализованный в довольно крупной установке ZETA масштаба токамака Т-10, но построенной на 18 лет раньше. Еще самые первые исследования устойчивости пинча показали, что для стабилизации перетяжечной неустойчивости (мода  $m=0$ ) достаточно слабого магнитного поля  $\vec{B}_\phi \sim B_\phi = \mu_0 J / 2\pi a$ . На модели скинированного тока было показано также, что если такое поле сосредоточено только внутри плазмы, а снаружи его нет, то оно препятствует развитию коротковолновых изгибных (винтовых) неустойчивостей. При на-

личии же близко расположенного проводящего кожуха стабилизируются и длинноволновые возмущения, так что обеспечивается полная устойчивость крупномасштабных мод  $m=0$ ,  $m=1$ . В модели скинированного пинча стабилизированы также и высшие моды. Вопрос состоял в том, можно ли осуществить необходимое распределение поля. Конечно, при быстром (по сравнению со «скиновым временем»  $\tau_{sk} = \mu_0 \sigma / 4$ ) наращивании тока начальный магнитный поток продольного магнитного поля, будучи «вморожен» в плазму, должен сжаться вместе с ней, и при замкнутом вдоль азимута проводящем кожухе (пассивный кожух) магнитное поле вне плазмы может стать близким к нулю. Однако из-за низкой электропроводности плазмы в начале процесса, особенно в пристеночной области, казалось, нет надежд на сгребание плазмой всего потока. Между тем английские физики осуществили соответствующий эксперимент, соорудив для этого установку ZETA в Харвелле.

В конце 1957 г., примерно через полтора года после выступления И. В. Курчатова в этом английском атомном центре с лекцией об открытии советскими учеными эффекта испускания в мощных импульсных разрядах в дейтерии нейтронов, которые, однако, оказались нетермоядерного происхождения, в английской прессе появились сенсационные сообщения об успехах английских физиков в осуществлении управляемого синтеза. Сообщалось о температуре плазмы в 400 эВ, о нейтронном излучении. Научные публикации об этих результатах в январе 1958 г. вызвали сомнение в правильности их интерпретации. Проверка этого режима на токамаке в СССР да и собственные дальнейшие исследования англичан привели к выводу на Женевской конференции 1958 г. о турбулентном состоянии плазмы в разряде и низкой ее температуре  $T \sim 10-30$  эВ. Но низкая температура плазмы означала и малую величину скинового времени, меньшую длительности поддержания конфигурации. Между тем тороидальное поле было максимальным в центре плазмы и близким к нулю на краю. Более того, как правило, на краю возникало поле обратного знака. Это значит, что внутри магнитной поверхности, на которой поле переходит через нуль, магнитный поток больше начального, т. е. имеет место генерация магнитного потока в плазме. Такой процесс был предсказан при исследовании устойчивости и нагрева пинча Розенблуттом [44]. Но лишь через десять лет на конференции в Новосибирске, когда установка ZETA была уже демонтирована, прозвучало сообщение об открытии в экспериментах на установке ZETA в 1965 г. «спокойной фазы» разряда с малым уровнем турбулентных пульсаций и «приличными» параметрами плазмы:  $T_e \approx 150$  эВ,  $\beta_e = 5\%$ . Эта фаза появилась лишь в случае обращения тороидального поля вблизи стенок камеры. Пробудился интерес к исследованию соответствующих режимов. Так возникла концепция ПОМП. Большое значение в ее становлении сыграли помимо упомянутых



работ теоретические исследования Д. Робинсона по устойчивости плазмы в ПОМП [45] и теория Дж. Б. Тейлора о релаксации, или самоорганизации плазмы [46, 47].

Токамак, стабилизированный пинч и ПОМП различаются профилями тороидального магнитного поля, или, лучше говорить о безразмерном параметре, профилями  $q(r) = rB_\phi / RB_0$  (рис. 8).

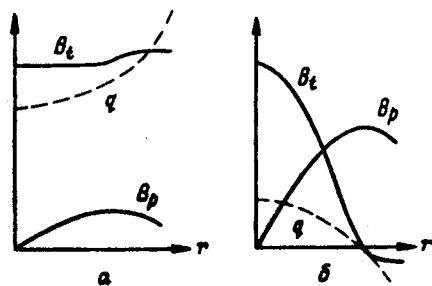


Рис. 8. Распределение по радиусу тороидальной  $B_t$  и полоидальной  $B_p$  компонент магнитного поля, а также «запаса устойчивости» а) в токамаке, б) в пинче с обращенным магнитным полем

Заметим, что вне токового канала, где  $B_\phi = \text{const}$ ,  $B_p = \mu_0 I / 2\pi r$ ,  $q$  растет с радиусом по параболе. В токамаке этот рост, как правило, монотонный от  $q(0) \approx 1$ . В стабилизированном пинче на оси разряда  $q$  меньше, чем в токамаке,  $q(0) \approx 0,6a/R$ , и так как тороидальное поле в плазме падает с радиусом, а полоидальное растет, то  $q(r)$  сначала также падает, но вне токового канала, как уже отмечалось, снова возрастает. Таким образом, в СП  $q(r)$  имеет минимум, и это, как показывает теория, приводит к неустойчивости СП. Эта ситуация при убывающем от оси  $q(r)$  неизбежна, если только не позволить  $q(r)$  перейти через нуль, т. е. обратить тороидальное поле вблизи края плазмы. Следовательно, ПОМП отличается от СП монотонностью профиля  $q(r)$ , которая при убывающем от центра тороидальном поле достигается изменением его знака вблизи края. При этом предельное по устойчивости относительно идеальных МГД-мод значение «общего  $\beta$ », т. е.  $\beta = 2\mu_0 \langle p \rangle / |B_a|^2$ , составляет около 30%, а относительно «тиринг»-мод — 17% [45]. Неустойчивыми оказываются диссипативные желобковые возмущения, которые в токамаке могут быть застabilизированными средней магнитной ямой. В ПОМП магнитной ямы нет, поскольку она создается, когда магнитная силовая линия идет на внутренней стороне тора под малым углом к его образующей, приобретая, таким образом, среднюю отрицательную кривизну. Так как в ПОМП тороидальное поле слабое, то кривизна силовой линии нигде не становится отрицательной, что и означает отсутствие средней магнитной ямы. Вероятно, ПОМП по этой причине обладает по-

вышенными переносами по сравнению с токамаком при одинаковых  $n, T, a$ .

По конструкции ПОМП практически не отличается от токамака. Современные ПОМП имеют тороидальную вакуумную камеру (обычно сильфоновый лайнер из нержавеющей стали, иногда с графитовой диафрагмой). Снаружи к ней примыкает проводящий кожух со сравнительно толстыми алюминиевыми стенками. В кожухе есть поперечный разъем для введения тороидального электрического поля. Для контроля за пристеночным тороидальным магнитным полем иногда делают и продольный разъем (активный кожух). За кожухом следуют обмотки тороидального и полоидального магнитного поля.

#### 4.2. Развитие исследований ПОМП

Открытая на установке ZETA спокойная фаза разряда наступала после турбулентной фазы, где плазма, взаимодействуя со стенками, теряла много энергии. Для получения лучших параметров решили быстрым наращиванием тока отрывать плазму от стенок (быстрые пинчи). В серии небольших установок с керамическими камерами в 70-х годах была исследована динамика установления релаксированного состояния. Этот процесс шел не спокойно. Система как бы по инерции проскакивала состояние устойчивого равновесия, возвращалась, происходили большие колебания, ухудшавшие удержание. Длительность разрядов составляла всего десятки микросекунд. Появившаяся в это время теория Тейлора предсказывала независимость окончательного состояния от предварительной стадии. Поэтому мысль обратилась снова к медленным пинчам со спокойным установлением устойчивого равновесия.

Для уменьшения эффекта взаимодействия со стенками камеры стали снова, как в ZETA, делать металлической. В 80-х годах функционировали, в основном, пять установок, сравнительный размер которых показан на рис. 9 вместе с установкой ZETA.

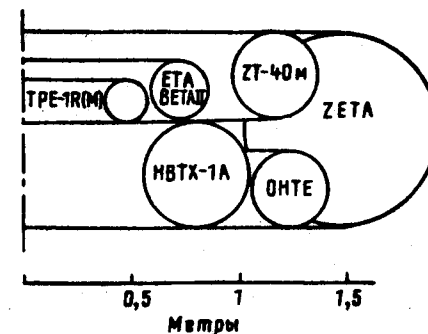


Рис. 9. Сравнение размеров пинчей с обращенным полем 80-х годов с установкой ZETA



Следует отметить, что в начале 70-х годов активность в исследованиях ПОМП резко снизилась (в это время на мировую арену выходили токамаки). Новый импульс к развитию исследований дала теория Тейлора о переходе системы к обращенному профилю как состоянию с минимальной энергией при сохранении интегральной «спиральности»

$$K = \int \mathbf{A} \mathbf{B} d\tau, \quad (32)$$

где  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал электромагнитного поля,  $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ ,  $\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \varphi$ , а интегрирование ведется по объему плазмы\*).

Сохранение  $K$  следует понимать не как абсолютное, а лишь как относительное по отношению к более быстрому изменению энергии при наличии внутренних колебаний с малым геометрическим масштабом  $\delta \ll a$ . Прямым дифференцированием (32) нетрудно получить для скорости изменения спиральности

$$\frac{dK}{dt} = -2 \int (\mathbf{B} \mathbf{E}) d\tau + 2\Phi_a V_\varphi + \frac{d}{dt} (\Phi_a \psi_a). \quad (33)$$

Скорость изменения магнитной энергии  $W = \int (\mathbf{B}^2 / 2\mu_0) d\tau$  дается соотношением

$$\frac{dW}{dt} = - \int (\mathbf{j} \mathbf{E}) d\tau + JV_\varphi - J_\theta V_\theta. \quad (34)$$

Здесь  $\Phi_a$ ,  $\psi_a$  — тороидальный и внешний полоидальный магнитные потоки на границе плазмы,  $V_\varphi = -\frac{d\psi_a}{dt}$ ,  $V_\theta = -\frac{d\Phi_a}{dt}$  — напряжения обходов,  $J_\theta$  — ток в тороидальных катушках,  $B_\varphi(a) = J_\theta / (R - a \cos \theta)$ . Релаксация связана с билинейными флуктуационными членами  $\tilde{\mathbf{B}}\tilde{\mathbf{E}}$  и  $\tilde{\mathbf{j}}\tilde{\mathbf{E}} \sim \tilde{\mathbf{B}}\tilde{\mathbf{E}}/\delta$ . Так как интегральная спиральность  $K \sim W \cdot a$ , мы видим, что скорость изменения спиральности в  $a/\delta$  раз меньше, чем энергии, т. е. в процессе релаксации  $K = \text{const}$ .

Основными параметрами, определяющими режим установления релаксационного состояния в ПОМП, являются: а) отношение полоидального магнитного поля у стенок вакуумной камеры  $B_\theta(a)$  к среднему по сечению тороидальному полю (равному начальному)  $\langle B_\varphi \rangle = \Phi_a / \pi a^2$ . Этот параметр

$$\Theta = \frac{B_\theta(a)}{\langle B_\varphi \rangle} \quad (35)$$

называется параметром пинча;

\* Фактически Тейлор нашел решение, «устойчивое по Ляпунову», воспользовавшись известным интегральным инвариантом  $K$ . Его решение пригодно лишь при  $\nabla p = 0$ . Недавно Гордин В. А. и Петвиашвили В. И. нашли серию интегральных инвариантов, зависящих от  $\mathbf{A} \mathbf{B}$  и  $p$ , для определения устойчивых равновесий с  $\nabla p \neq 0$  [48].

б) отношение тороидального магнитного поля у стенки вакуумной камеры  $B_\varphi(a)$  к среднему  $\langle B_\varphi \rangle$ . Этот параметр

$$F = \frac{B_\varphi(a)}{\langle B_\varphi \rangle} \quad (36)$$

называется параметром обращения.

В релаксированном (т. е. устойчивом, с минимумом энергии) состоянии каждому значению  $\Theta$  соответствует определенное значение  $F$ . В теории Тейлора, относящейся к плазме нулевого давления, в пренебрежении кривизной тора распределение магнитного поля и плотности тока определяется функциями Бесселя,  $B_\theta = B_0 J_1(\lambda r)$ ,  $B_\varphi = B_0 J_0(\lambda r)$ ,  $j_\theta = \mu B_0 J_1(\lambda r)$ ,  $j_\varphi = \mu B_0 J_0(\lambda r)$ . При этом

$$F(\Theta) = \Theta \frac{J_0(2\Theta)}{J_1(2\Theta)}. \quad (37)$$

Распределение коэффициента запаса устойчивости  $q(r)$  имеет вид

$$q(r) = \frac{r J_0(2\Theta r/a)}{R J_1(2\Theta r/a)}; \quad q(0) = \frac{a}{R\Theta}. \quad (38)$$

Этот профиль — спадающий с радиусом (при  $\Theta < 1,91$ ) и, согласно теории, устойчив. Реальная ситуация сложнее. Вблизи стенки проводимость и плотность тока падают и поэтому, как отмечалось,  $q(r)$  на краю снова возрастает, т. е. не соответствует устойчивому профилю (38). Если же  $\Theta > 1,2$  (половина корня функции Бесселя  $J_0$ ), то  $q(r)$  переходит через нуль и продолжает расти (по модулю), качественно так же, как в отсутствие тока в пристеночной области. Именно поэтому в реальности устойчивыми могут быть только распределения, соответствующие  $\Theta > 1,2$ . Экспериментально установлено, что минимальное сопротивление плазма имеет при  $\Theta \approx 1,6$ . С уменьшением  $\Theta$  оно резко возрастает, с увеличением — также возрастает, но значительно медленнее.

Релаксационная теория Тейлора подтвердилась многочисленными экспериментами как на быстрых, так и на медленных пинчах. Эволюция разряда идет почти точно по кривой  $F(\Theta)$  (37), отличаясь от нее лишь при  $F \leq 0$ , где экспериментальные значения  $F$  больше соответствующих формуле (37). Плотность тока на краю не становится отрицательной, а стремится к нулю. На установке ZT-40 (М) в Лос-Аламосе с длительным поддержанием тока очень эффектно продемонстрированы непрерывная генерация тороидального магнитного потока на протяжении всего импульса тока (эффект динамо) — пожалуй, одно из самых красивых явлений в физике высокотемпературной плазмы. В настоящее время много теоретических работ посвящено исследованию механизма генерации. Нетривиальность проблемы видна из того, что при переходе через нуль производная тороидального поля, а следовательно,

плотность азимутального тока отлична от нуля, т. е. явно генерируется ток, направленный вдоль силовой линии магнитного поля. Феноменологически это соответствует закону Ома с «турбулентным»  $\alpha$ -эффектом [49]

$$j = \sigma(E + \alpha B). \quad (39)$$

Главная проблема в ПОМП состоит в том, с какими потерями энергии связано самоподдержание стационарного состояния при постоянном токе. Основные усилия исследователей направлены на решение этой проблемы.

### 4.3. Современный статус

В современных ПОМП, благодаря улучшению вакуумной технологии, повышению точности в создании магнитного поля системы, удается получать плазму в режиме самообращения с параметрами, значительно лучшими, чем на установке ZETA. При меньших размерах получаются большие времена удержания. Достигнута температура плазмы более 500 эВ с полоидальными  $\beta$  более десяти процентов. Снижены потери на излучение.

Параметры современных установок и получающейся в них плазмы приведены в таблице 9. Наряду с пятью установками, схематически изображенными на рис. 9, функционирует ряд небольших установок, некоторые из которых могут работать в режимах токамака и стабилизированного пинча (без обращения магнитного поля) — так называемые режимы с малым  $q$ .

Как видно из таблицы 9, экспериментально измеренная «бета полоидальная»

$$\beta_0 = 16 \mu_0 N T / J^2 \quad (40)$$

меняется, в основном, в небольшом диапазоне  $\beta_0 \sim 0,1 \div 0,2$ . Это соответствует выводу теории резистивных желобковых мод (см. [50]), которая дает  $\beta_0 \sim 0,1$  и зависимость температуры от тока  $T \sim J^{0,7}$ . Оптимальная для удержания линейная плотность плазмы оказывается примерно пропорциональной току, так что

$$J/N \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ А} \cdot \text{м}. \quad (41)$$

При этом температура зависит от тока как  $T \sim \beta_0 J$ . Экстраполяция к току 2 МА, на который рассчитаны установки RFX (Падуя) и CPRF (Лос-Аламос) существенно зависит от  $\beta_0(J)$ . Предсказываемые значения  $T$ , от 2 кэВ ( $\beta_0 = \text{const}$ ) до 0,5 кэВ ( $\beta_0 \sim J^{0,6}$ ), различаются очень сильно.

Таблица 9

Параметры действующих и сооружаемых пинчей с обращенным полем

Установка	Страна, лаборатория	$a$ , м	$R$ , м	$J$ , МА	$\Delta t$ , мс	$\bar{n}$ , $10^{20} \text{ м}^{-3}$	$T_e^{(0)}$ , эВ	$\beta_0$	$T_e$ , мс
TRE-IR(M)	Япония, Ибаракы, Эл-техн. лаб.	0,09	0,5	0,15	0,8	0,1 ÷ 1	600	0,1	0,1
ETA-BETA-II	Италия, Падуя, Ин-т оннз. газов	0,15	0,65	0,25	1 ÷ 2	0,2 ÷ 4	150	0,1	0,1
ZT-40(M)	США, Лос-Аламос Нац. лаб.	0,20	1,14	0,45	5 ÷ 37	0,1 ÷ 1	400	0,1 ÷ 0,2	0,3 ÷ 0,7
ZT-P	США, Сан-Диего	0,07	0,45	0,06	1 ÷ 2		70	—	—
ОНТЕ	Англия, Калем	0,20	1,24	0,50	5 ÷ 10	0,1 ÷ 5	500	0,1 ÷ 0,3	0,4
НВТХ	Япония, Токийск. ун-т	0,26	0,8	0,30	5 ÷ 14	0,1 ÷ 1	400	0,1 ÷ 0,2	0,1 ÷ 0,3
REPUTE-1	Япония, Токийск. ун-т	0,3	1,5	2	2		80		
REPUTE-2 (проект)	Япония, Токийск. ун-т	0,1	0,5	0,2	1,6				
STP-3(M)	Япония, Нагойск. ун-т	0,1 × 0,4	0,14	0,1	0,2				
RFP noncircular	Япония, Нихон, ун-т	0,09	0,5	0,1	0,5				
ATRAS	США, Висконсинск. ун-т	0,32	1,5	0,3	0,3				
MST	США, Сан-Диего	0,1	0,52	0,2					
	Италия, Падуя (+Калем)	0,5	2	2					
	США, Лос-Аламос	0,4	2,4	2					

Со значением  $\beta_0$  однозначно связана величина энергетического времени жизни плазмы  $\tau_E$ , для которой из баланса энергии  $(3nT/\tau_E = j^2/\sigma)$  получается

$$\tau_E = \beta_0 \tau_{sk}, \quad (42)$$

где  $\tau_{sk} = \frac{\mu_0}{4} \sigma a^2$ , или  $\pi \sigma a^2 / c^2$  в системе СГС.

Если экспериментальное  $\beta_0$  не зависит от тока, то  $T \sim J$ ,  $n \sim N \sim J$  и для параметра Лоусона, характеризующего отношение выделяемой в термоядерной реакции мощности к теряемой, получается следующая зависимость от тока

$$n\tau_E = 6,4 \cdot 10^{17} J^{5/2} \text{ (МА)}. \quad (43)$$

Именно такая зависимость наблюдается в экспериментах на установке ZT-40M в области  $30 \text{ кА} < J < 400 \text{ кА}$ . Если она сохранится и в дальнейшем, то это будет означать, что термоядерный реактор на основе ПОМП можно осуществить при токе 20 МА. В Лос-Аламосе прорабатывается проект такого реактора — компактный реактор на основе пинча с обращенным полем (CREPR) а) с умеренной и б) с высокой нагрузкой на стенки (5 и 20 МВт/м<sup>2</sup>), с электрической мощностью 1000 МВт. Некоторые его параметры приведены в таблице 10.

Таблица 10

Параметры компактного ПОМП-реактора

Проект	a, м	R, м	J, МА	$B_{Fe}^{\max}$ , Тл	$n_{10^{20}}$ , м <sup>-3</sup>	T, кэВ
CRFPR (5)	1,42	7,6	21,5	2,6	2,3	10
CRFPR (20)	0,71	3,8	18,5	4,5	6,3	10

В ПОМП-реакторе подкупает то, что здесь нет необходимости в дополнительных методах нагрева. Однако, как и в токамаке, здесь серьезной становится проблема поддержания стационарного тока. Одна из возможностей ее решения основана на использовании осциллирующих полоидальных и тороидальных напряжений обхода, что, как видно из формулы (33), эквивалентно среднему напряжению обхода

$$\bar{V}_\phi = \frac{1}{\Phi_a} \langle \tilde{\Phi}_a \tilde{V}_a \rangle. \quad (44)$$

В настоящее время ведется проверка этой идеи длительного поддержания состояния с постоянными средними  $K$  и  $W$ .

Следует отметить, что оптимистические закономерности, полученные в Лос-Аламосе, не подтверждаются на английской

установке НВТХ. Поэтому предстоит еще немалый путь для получения однозначных предсказаний, относящихся к ПОМП реакторного масштаба.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

80-е годы стали годами крупных достижений в исследованиях по УТС на тороидальных системах для магнитного удержания плазмы. Исследования на токамаках масштаба Т-10, а также на введенных в это время в строй крупных токамаках JET, TFTR, JT-60 сделали обоснованным разработку опытного термоядерного реактора на основе токамака. Началась подготовка к его созданию как на национальной, так и на международной основе.

На стеллараторах осуществлены бестоковые режимы с температурой плазмы масштаба 1 кэВ. Успехи теории дали новый импульс развитию стеллараторной программы. Построены сравнительно крупные оптимизированные стеллараторы ATF-1 и WVII-A с широким и бесшировым, нацеленные на исследование удержания плазмы с высокими параметрами. Стали более реалистическими проработки стационарного термоядерного реактора на основе стелларатора.

На пинчах с обращенным магнитным полем продемонстрировано замечательное свойство самоорганизации плазмы с непрерывной генерацией стабилизирующего тороидального магнитного поля в течение всего времени поддержания в ней тока. Получены обнадеживающие данные о возможности достижения термоядерных параметров плазмы без дополнительных методов нагрева при одном только увеличении тока до 20 МА.

Во всех трех направлениях исследования ведутся динамично, и до окончания этого десятилетия следует ожидать новых крупных успехов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Stix. «Phys. Rev. Lett.», 1976, 36, 521, 1973, 30, 833
2. Kadomtsev B. B., Pogutse O. P. in «Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus. Res.», IAEA, Vienna, 1979, 1, 649
3. Rochester A. B., Rosenbluth M. N., «Phys. Rev. Lett.», 1978, 40, 38
4. Мережкин В. Г., Мухоматов В. С. «Письма в ЖЭТФ», 1981, 33, 463
5. Jassby D. L., Conn D. R., Parker R. R. «Nucl. Fusion», 1974, 14, 419
6. Bobeldijk C. et al. «Nucl. Fusion», 1985, 25, 1093
7. Anderson O. A., et al. in «Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus. Res.», IAEA Vienna, 1971, 1, 117
8. Drake J. R., Eninger J. E., Lehnert B. P. In: «Plasma Physics and Control. Nucl. Fus. Res.», IAEA, Vienna, 1987, 2, 647
9. Tamuro T., Hamada Y., et al. in «Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus. Res.», IAEA, Vienna, 1974, 2, 97

10. Kadomtsev B. B. In: Proc. of the 4-th Int. Conf. on Ionizat. phenom. in Gases, Uppsala, 1960, 2, 609
11. EBT Group, «Nucl. Fusion», 1985, 25, 1249
12. Kovrizhnykh L. M. «Nucl. Fusion», 1984, 24, 851—936
13. Куртмуллаев Р. Х., Малютин А. И., Семенов В. Н., В сб. Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, под ред. В. Д. Шафранова, М.: ВИНТИ, 1985, 7, 80
14. Troyon F., Gruber R., Sauremann S., Semenzato S., Sussi S. «Plasma Physics and Control. Fusion», 1984, 26, 209
15. Дегтярев Л. М., Дроздов В. В., Медведев С. Ю. В сб. Итоги науки и техники, сер. Физ. плазмы, под ред. В. Д. Шафранова, М.: ВИНТИ, 1985, 6, 81
16. Strait E. et al. In: «Plasma Physics and Control. Fus. Res.» Nice, 1988, Paper A-2-1
17. Mikhailovskii A. B. «Nucl. Fusion», 1974, 14, 483
18. Coppi B., Ferreira A., Mark J. W., Ramos J. J. «Nucl. Fusion», 1979, 19, 715
19. Zakharov L. E. In: «Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus. Res.» IAEA, Vienna, 1979, 1, 689
20. Zarnstorff M. C., Bell M. G., Bitter M. et al. 14-th Europ. Conf. on Control. Fus. and Plasma Phys., Madrid, 1987, 1, 114
21. Орлов В. В. В сб. Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, под ред. В. Д. Шафранова, М. ВИНТИ, 1985, 6, 63
22. Захаров Л. Е., Шафранов В. Д. Препринт ИАЭ—2789, М., 1979
23. Spitzer L. «Phys. Fluids», 1958, 1, 253—264
24. Hender T. C., Cantrell J. L., Harris J. H. et al. «Fusion Technol.», 1988, 13, 521
25. Волков Е. Д., Супруненко В. А., Шишкин А. А. Стелларатор. Киев: Наукова Думка, 1983
26. Miyamoto K. «Nucl. Fusion», 1978, 18, 243
27. Shafranov V. D. «Nucl. Fusion», 1980, 20, 1075—1083; «Phys. Fluids», 1983, 26, 357
28. Рабинович М. С. В сб. Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, под ред. В. Д. Шафранова, М.: ВИНТИ, 1981, 2, 6
29. Johnson J. L., Grieger G., Lees D. J., Rabinovich M. S., Shohet J. L., Uo K. IEEE Transact. of Plasma Sci., 1981, 9, 142
30. Johnson J. L. «Nucl. Technol./Fusion», 1982, 2, 340
31. Коврижных Л. М., Щенетов С. В. «Успехи физ. наук», 1986, 148, 637
32. Carreras B. A., Grieger G., Harris J. H. et al. «Nucl. Fusion», 1988, 28, 1613
33. Lyon J. F., Carreras B. A., et al. «Fusion Technology», 1986, 10, 179—226
34. Carreas B. A., Hicks H. R., Holmes J. A., Lynch V. E., Neilson G. H., «Nucl. Fusion», 1984, 24, 1347—1355
35. Пустовитов В. Д. «Физика плазмы», 1988, 14, 101
36. Zakharov L. E., Mikhailov M. T., Pistunovich V. I. et al. «Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus. Res.» IAEA, Vienna, 1981, 1, 313—328
37. Pustovitov V. D., Shafranov V. D., Zakharov L. E. et al., in «Plasma Phys. and Control. Nucl. Fus. Res.» IAEA, Vienna, 1983, 2, 541—556
38. Danilkin I. S., Kovrizhnykh L. M., Chchepetov S. B., in Proc. 10th Europ. Conf. on Control. Fus. and Plasma Phys. Moscow, 1981, 1, Paper E-10
39. Михайловский А. Б., Шафранов В. Д. «Письма в ЖЭТФ», 1973, 18, 208—210; ЖЭТФ, 1974, 66, 190—199
40. Glagolev V. M., Kadomtsev B. B., Shafranov V. D., Trubnikov B. A. Proc. 10th Europ. Conf. on Control. Fus. and Plasma Phys. Moscow, 1981, 1, Paper E-8
41. Dyabilin K. S., Kovrizhnykh L. M. in «Plasma Phys. and Control. Fus. Res.» IAEA, Vienna, 1985, 2, 47
42. W VII-A Team, in Plasma Physics and Control. Nucl. Fus. Res. IAEA, Vienna, 1985, 2, 371

43. Drosdov B. B., Isaev M. Yu., Pustovitov V. D., Mikhailov M. I., Shafranov V. D., in «Plasma Phys. and Control. Fus.» IAEA, Vienna, 1989, 2, Paper C-5-2
44. Rosenbluth M. N. in Pros. 2nd Int. Conf. on Peaceful. Uses of Atomic Energy, 1958, 31, 85
45. Robinson D. C., «Plasma Phys.», 1971, 13, 439
46. Taylor J. B. «Phys. Rev. Lett.», 1974, 33, 1139
47. Taylor J. B. «Rev. Mod. Phys.», 1986, 58, 741
48. Гордин В. А., Петвиашвили В. И. «Физика плазмы», 1987, 13, 880
49. Моффар Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде: Пер. с англ. — М.: Мир, 1980
50. Bodin H. A. B. «Plasma Phys. and Control. Fusion», 1987, 29, № 10A, 1297
51. Bodin H. A. B., Krakowski R. A., Ortolani S., «Fusion Technology», 1986, 3, 307—353

## СОДЕРЖАНИЕ

От редактора . . . . .	3
Д. А. Панов. Амбиполярные открытые ловушки . . . . .	5
В. В. Арсенин. Аксиально-симметричные открытые ловушки . . . . .	49
В. В. Мирнов, Д. Д. Рютов. Газодинамическая ловушка . . . . .	77
В. Д. Шафранов. Торoidalные системы для управляемого тер- моядерного синтеза . . . . .	131

Технический редактор *Н. И. Костюнина*      Корректор *Л. Д. Агафонова*

Сдано в набор 20.10.88      Подписано в печать 07.12.88      Т-21068  
 Формат бумаги 60×90<sup>1/16</sup>.      Бум. тип. № 2      Литературная гарнитура.  
 Высокая печать.      Усл. печ. л. 10,75      Усл. кр.-отт. 10,94      Уч.-изд. л. 10,42  
 Тираж 650 экз.      Заказ 7628      Цена 1 р. 50 к.

Адрес редакции: 125219, Москва, Балтийская ул., 14. Тел. 155-42-91

Производственно-издательский комбинат ВИНТИ  
 140010, Люберцы, 10, Московской обл., Октябрьский просп., 403

УДК 621.039.62

Д. А. Панов. Амбиполярные открытые ловушки // Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. Т. 8. — М.: ВИНТИ, 1988. — С.

В работе представлен обзор состояния исследований удержания плазмы в амбиполярных ловушках. Уделено значительное внимание изложению физических принципов продольного амбиполярного удержания и природы поперечного переноса плазмы. При изложении экспериментальных данных отмечена противоречивость результатов, полученных на разных установках. Сделан вывод, что для объективного заключения о перспективности (или бесперспективности) амбиполярных ловушек как прототипа термоядерного реактора требуются дополнительные экспериментальные исследования в системах с улучшенной конфигурацией магнитного поля. Библ. 75, ил. 31.

УДК 533.951.8

В. В. Арсенин. Аксиально-симметричные открытые ловушки // Итоги науки и техники Сер. Физика плазмы. Т. 8. — М.: ВИНТИ, 1988. — С.

Дан обзор осесимметричных открытых магнитных конфигураций, в которых достижима МГД-устойчивость плазмы. Такой МГД-устойчивый элемент может служить стабилизатором для длинной системы, например, амбиполярной. Осевая симметрия привлекательна с инженерной точки зрения и обеспечивает отсутствие неоклассических поперечных потерь. Разобраны три типа устойчивых конфигураций: ловушки с магнитной ямой (включая касп с горячими электронами), системы со средней магнитной ямой и элементы, в которых достигается устойчивость относительно крупномасштабной «первой» желобковой моды. Библ. 42, ил. 20.

УДК 533.9

В. В. Мирнов, Д. Д. Рютов. Газодинамическая ловушка // Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. Т. 8. — М.: ВИНТИ, 1988. — С. 84—150

Обзор состоит из семи разделов. Во Введении дается общая характеристика метода газодинамического удержания плазмы в открытых магнитных ловушках, обсуждаются преимущества и недостатки этой схемы по сравнению с «классическим» пробкотроном Будкера — Поста. Детальный анализ продольного удержания плазмы и исследование различных возможностей уменьшения потоков частиц и энергии на торцы системы проводится во втором разделе. Третий раздел посвящен рассмотрению вопросов МГД-устойчивости и поперечных потерь плазмы в ГДЛ. Здесь, в частности, обсуждается одна из главных особенностей ГДЛ — возможность стабилизации желобковой неустойчивости при аксиально-симметричной геометрии магнитного поля. В последующих разделах обзора дается описание результатов экспериментов по газодинамическому удержанию плазмы, исследуются перспективы создания на основе ГДЛ термоядерного реактора и нейтронного источника, предназначенного для технологических испытаний материалов. Библ. 49, ил. 21.

УДК 621.0.39.626

В. Д. Шафранов. Торoidalные системы для управляемого термоядерного синтеза // Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. Т. 8. — М.: ВИНТИ, 1988. — С. 151—205

Дан обзор достижений в исследованиях по УТС в 80-е годы на основе основных торoidalных систем с магнитным удержанием плазмы — токамаков, стеллараторов и пинчей с обращенным магнитным полем (ПОМП). Отмечен прогресс в создании бестоковой плазмы в стеллараторах и в развитии стеллараторной программы с новым уровнем понимания возможностей этих систем. Обращается внимание на использование эффекта самоорганизации в ПОМП в целях создания термоядерного реактора на основе этой системы без привлечения неэлектротехнических методов нагрева. Библ. 51, ил. 9.

Заказ 7628