

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Амбиополярная ловушка

Г.И. Димов

В статье описываются основные экспериментальные работы, выполненные на амбиополярных ловушках с 1978 по 2004 гг. Приводятся результаты по формированию амбиополярных удерживающих ионы барьеров и по формированию термобарьеров для термоизоляции высокоэнергичных электронов в ионных барьерах от удерживаемой плазмы в соленоиде. Описываются результаты по улучшению продольного удержания и по ограничению поперечных потерь плазмы в ловушке. Обсуждаются причины ограничения плотности плазмы в соленоиде, наблюдаемые на установках ТМХ-U и ГАММА-10. Приводятся некоторые результаты по МГД-стабилизации плазмы и по подавлению ее микронеустойчивости. Обсуждаются перспективы создания амбиополярных термоядерных реакторов.

PACS numbers: 28.52.-s, 52.25.-b, 52.55.-s

Содержание

1. Введение (1185).
 2. Основные эксперименты (1186).
 3. Последующие эксперименты в Японии и Корее (1189).
 4. Экспериментальные работы в Новосибирске (1191).
 5. Перспективы амбиополярного термоядерного реактора (1197).
 6. Заключение (1203).
- Список литературы (1204).

1. Введение

Осесимметричная магнитная ловушка является простейшей магнитной системой для стационарного удержания высокотемпературной плазмы. Однако в такой ловушке плазма растекается вдоль магнитного поля, и необходимо существенно замедлить ее уход через торцы.

В 1954 г. Г.И. Будкер и независимо Р.Ф. Пост предложили запирать торцы такой ловушки магнитными пробками. Время продольного удержания бесстолкновительной плазмы такими пробками [1]

$$\tau_{\parallel} \sim \tau_i = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \frac{\sqrt{M_i} (kT_i)^{3/2}}{e^4 A_i n}, \quad (1)$$

где τ_i — время рассеяния ионов, T_i — температура ионов, n — плотность ионов, A_i — кулоновский логарифм. Зависимость продольного удержания плазмы от отношения магнитных полей в пробках B_m и в ловушке B

слабая: $\tau_{\parallel} \approx \tau_i \lg(B_m/B)$. Хотя это время удержания на много порядков превышало время пролета ионов в ловушке, оно оказалось недостаточным для удержания высокотемпературной плазмы в стационарном термоядерном реакторе. Достижимый термоядерный коэффициент усиления мощности в таком простом пробкотроне $Q < 1$ [2].

В 1975 г. в Институте ядерной физики в Новосибирске автором было предложено удерживать плазму от ухода через торцы электрическими амбиополярными барьерами, которые можно поддерживать в двойных пробках на концах длинной соленоидальной ловушки. Если в концевых пробкотронах (между двумя пробками) удерживается плазма с плотностью n_p , большей плотности плазмы в соленоиде n_s , на концах длинного соленоида по закону Больцмана образуются удерживающие ионы амбиополярные барьеры высотой

$$e\varphi_c = kT_e \ln \frac{n_p}{n_s}, \quad (2)$$

где T_e — температура электронов плазмы. Время продольного удержания бесстолкновительной плазмы в соленоиде амбиополярной ловушки

$$\tau_{\parallel} \sim \tau_i \frac{e\varphi_c}{kT_i} \exp \frac{e\varphi_c}{kT_i}. \quad (3)$$

При $e\varphi_c \gg kT_e$ время продольного удержания плазмы в амбиополярной ловушке многократно больше времени удержания плазмы в простом пробкотроне.

На рисунке 1 иллюстрируется амбиополярное запирание плазмы на торце соленоида. Высокая плотность плазмы в концевых пробкотронах поддерживается ионизацией атомов достаточно высокой энергии, инжектируемых в магнитное поле пробкотронов. Кроме амбиополярного удержания предложение содержало обеспечение МГД-устойчивости в осесимметричном соленоиде за счет минимума магнитного поля в концевых пробкотронах.

Г.И. Димов. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, просп. Лаврентьева 11, Российская Федерация
Тел. (383) 339-47-07. Факс (383) 330-71-63
E-mail: dimov@inp.nsk.su

Статья поступила 27 мая 2005 г.,
после доработки 9 июня 2005 г.

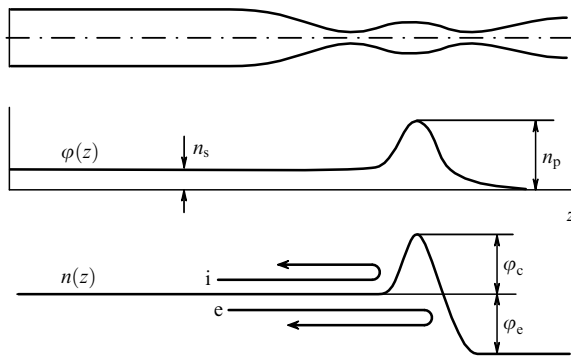


Рис. 1. Схема амбиоплярного удержания плазмы в соленоиде.

Автором с сотрудниками были проведены расчеты амбиоплярной ловушки с двойными пробками для удержания термоядерной плазмы с использованием формулы В.П. Пастухова [3]. Была показана возможность достижения в D–T-реакторе коэффициента усиления мощности $Q \gg 1$ [4].

Амбиоплярную ловушку независимо предложили в Ливерморе Т.К. Фаулер и Б.Г. Logan в 1976 г. Они назвали ее тандемной (tandem mirror) [5].

2. Основные эксперименты

Предложенная концепция амбиоплярной (тандемной) ловушки была подтверждена экспериментально. В экспериментах Миёши, Ятсу, Кавабе и др. на ловушке GAMMA-6 (Цукуба, Япония) в 1978 г. в низкотемпературной плазме низкой плотности были сформированы запирающие амбиоплярные барьеры высотой около 20 В в концевых пробкотронах и наблюдалось увеличение времени продольного удержания плазмы в соленоиде [6].

В Ливерморской лаборатории им. Лоуренса (LLNL) к исследованию амбиоплярной ловушки подключилась большая группа физиков (Фаулер, Logan, Kenchen, Симонен и др.). В 1978 г. ими была запущена тандемная ловушка ТМХ, схема которой представлена на рис. 2.

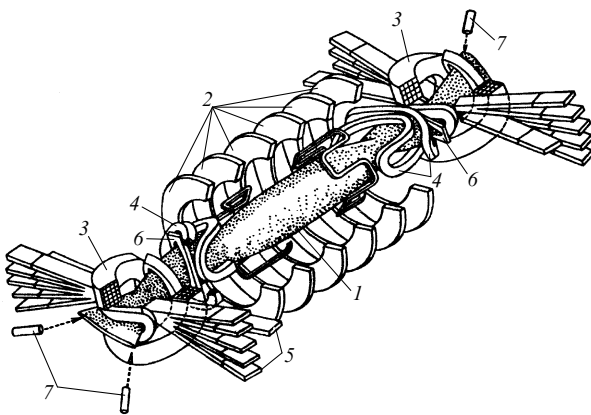


Рис. 2. Схема амбиоплярной ловушки ТМХ: 1 — плазма, 2 — катушки соленоида, 3 — катушки типа "бейсбол", создающие квадрупольные магнитные поля с минимумами в центрах концевых пробкотронов, 4 — переходные С-образные катушки, 5 — атомарные инжекторы концевых пробкотронов, 6 — газовые коробки — источники контролируемого напуска водорода с последующей ионизацией в соленоиде, 7 — стартовые плазменные пушки.

На этой установке в 1979 г. была получена плотная горячая МГД-устойчивая плазма длительностью 25 мс и прямыми измерениями продемонстрировано многократное уменьшение продольных потерь ионов из соленоида концевыми пробкотронами. При этом в соленоиде относительное давление плазмы $\beta_s = 8\pi nk(T_i + T_e)/B_s^2$ составляло 5 %, а электронная температура оценивалась выше 200 эВ. В 1980 г. были проведены детальные исследования устойчивости плазмы, формирования амбиоплярных барьеров, продольного и поперечного удержания плазмы, энергобаланса и др. Была улучшена МГД-устойчивость плазмы в соленоиде, достигнуто максимальное значение $\beta_s = 40$ %. Вытекающая из соленоида плазма в концевых пробкотронах подавляла наиболее опасную микронеустойчивость — дрейфово-конусную ионно-циклотронную (ДКН). При повышенной плотности плазмы в концевых пробкотронах наблюдалась альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость (АИЦН). Измеренный ионный барьер ϕ_c достигал 300 В.

Время продольного удержания плазмы амбиоплярными барьерами в соленоиде ловушки ТМХ превысило в 9 раз время удержания магнитными пробками [7–9].

Если производить электронно-циклотронный резонансный (ЭЦР) нагрев в удерживающих барьерах ϕ_c и поддерживать в них электронную температуру T_{ep} больше температуры электронов в соленоиде T_{es} , то

$$e\phi_c \approx kT_{ep} \ln \frac{n_p}{n_s} \quad (4)$$

и необходимая величина ϕ_c может быть достигнута при меньшем отношении n_p/n_s .

В 1979 г. Д.Е. Болдуин и Б.Г. Logan [10] предложили между соленоидом и удерживающими ионы амбиоплярными барьерами создавать отрицательные барьеры глубиной ϕ_b для ограничения электронного потока тепла из барьеров ϕ_c при $T_{ep} > T_{es}$, названные термобарьерами. На рисунке 3 показана схема амбиоплярного

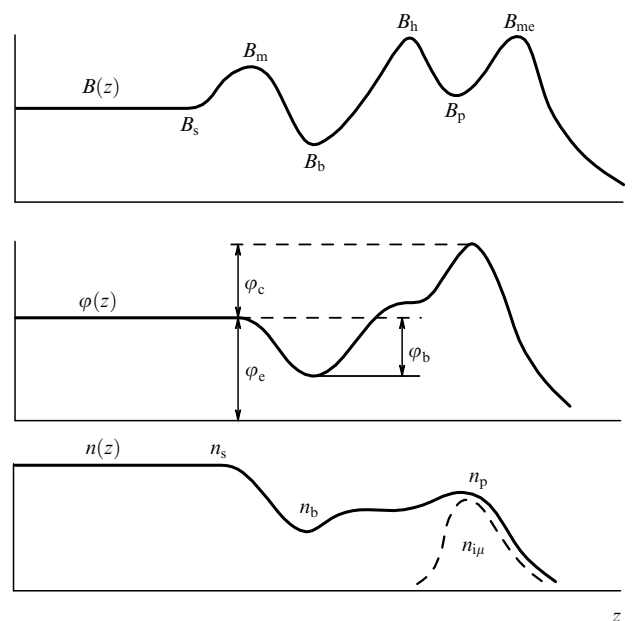


Рис. 3. Схема амбиоплярного удержания плазмы в соленоиде с термобарьерами в двойных концевых пробкотронах по [10].

запирания плазмы в соленоиде с введением термобарьеров. В этом случае [11]

$$e\varphi_c = kT_{ep} \ln \left(\frac{n_p}{\gamma n_s} \sqrt{\frac{T_{es}}{T_{ep}}} \right) + e\varphi_b \left(\frac{T_{ep}}{T_{es}} - 1 \right) \quad (5)$$

и при $T_{ep} \gg T_{es}$ и $\varphi_b \sim \varphi_c$ удерживающие ионы барьеры могут быть сформированы при низкой плотности плазмы в них (в двойных пробкотронах $\gamma = 1$, в одинарных пробкотронах $\gamma > 1$).

В 1981–1982 гг. ловушка ТМХ была перестроена в ловушку ТМХ-У, в которой были установлены новые концевые пробкотроны с ЭЦР-нагревом и предусмотрен дополнительный нагрев плазмы в соленоиде. В 1983 г. на новой установке начались эксперименты по формированию термобарьеров и удержанию плазмы. В ТМХ-У термобарьеры формировались в одинарных концевых пробкотронах с наклонной атомарной инжекцией [12]. Ионные барьеры образовывались в крайних точках остановки инжектированных плещущихся в продольном направлении ионов, в которых возникали максимумы их плотности и производился ЭЦР-нагрев электронов. Термобарьеры формировались в средней плоскости концевых пробкотронов, где плотность плещущихся ионов была пониженной. Отрицательные потенциалы здесь устанавливались за счет повышенного времени жизни анизотропной популяции высокоэнергичных электронов (более 80 %), образующейся при резонансном циклотронном нагреве электронов на удвоенной частоте. Вместе с пролетными и захваченными в термобарьер ионами, изотропными и пролетными электронами из соленоида в концевых пробкотронах образуется семь популяций заряженных частиц. Тем не менее концепция формирования барьеров в такой многокомпонентной плазме не является противоречивой. Имеется относительно жесткий каркас всей совокупности частиц из двух удерживаемых магнитным полем популяций: плещущихся ионов и высокоэнергичных электронов в термобарьере. Однако априори нельзя было ожидать устойчивости такой сложной системы. В начальных экспериментах при плотности $n_s \sim 0,5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ были сформированы термобарьеры с наблюдаемым увеличением времени продольного удержания ионов в соленоиде в 10 раз в течение $\leq 10 \text{ мс}$ при $n_s/n_p > 1-2$ [13]. При атомарной инжекции только в один концевой пробкотрон были измерены глубина термобарьера и высота ионного барьера: 0,45 и 1,5 кВ соответственно. Позже было развито несколько способов измерения продольного профиля потенциала в плазме при полностью включенных обоих концевых пробкотронах. В последующих экспериментах по причинам, которые не удалось выяснить, при повышении плотности плазмы в концах (пробках) соленоида n_{sm} более 10^{12} см^{-3} ($n_s > (1-3) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$) продольное удержание плазмы в соленоиде амбиполяренными барьерами самопроизвольно нарушалось [14]. Ионные барьеры и время продольного удержания спонтанно плавно снижались в течение 1–3 мс. Пороговое значение плотности n_s зависело, в частности, от ионно-циклотронного резонансного (ИЦР) нагрева в соленоиде. При $n_s \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ удалось поддерживать термобарьеры φ_b глубиной до 0,7 кВ в течение 3–5 мс [14]. При плотности плазмы $n_{sm} \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ее продольное удержание амбиполяренным барьером было близким к класси-

ческому в широком диапазоне $\tau_{||} \approx 3-200 \text{ мс}$ [15]. Создание термобарьеров позволило повысить ионные амбиполярные барьеры φ_c при $n_p < n_s$ и увеличить время продольного удержания плазмы по сравнению с классическим пробкотроном в 50 раз [13–15].

На установке ТМХ-У были исследованы поперечный перенос плазмы и его влияние на разрушение амбиполярного удержания. Радиальное секционирование концевых приемников плазмы по форме расчетных поверхностей дрейфа частиц [16] позволило измерять неамбиполярные потери ионов в зависимости от радиуса плазмы и провести анализ зависимости этих потерь от ряда экспериментальных параметров (см. обзор Д.А. Панова [17]). В большинстве режимов удержания плазмы поперечный перенос ионов оказался значительно больше неоклассической резонансной диффузии. Основная часть неамбиполярных поперечных потерь, по-видимому, вызвана асимметрией барьерных поверхностей относительно оси ловушки. Аналитически найденная из экспериментальных данных постоянная времени неоклассического поперечного переноса хорошо согласуется с теорией резонансной диффузии Рютова – Ступакова [18, 19]. Амбиполярные поперечные потери меньше неамбиполярных, они возрастают при ИЦР-нагреве в соленоиде. В режимах с хорошим продольным удержанием поперечные потери оказались сравнимыми с продольными.

Был выполнен большой объем исследований стабильности плазмы в ловушке. Плазма в ТМХ-У была намного более спокойной, чем в ТМХ. Исследования флуктуаций в различных диапазонах частот не выявили доминирующих активных неустойчивостей, тем не менее они ограничивали режимы работы. В соленоиде наблюдались низкочастотные флуктуации плотности, вероятно, МГД-возмущения. В концевых пробкотронах наблюдались флуктуации потенциала на частоте $\sim 130 \text{ кГц}$. Плещущиеся ионы совместно с пролетными, отражающимися от барьеров φ_c ионами из соленоида существенно улучшили микроустойчивость плазмы в концевых пробкотронах ловушки: в их средней плоскости наряду с ДКН была подавлена и альфеновская неустойчивость (АИЦН). При создании высоких ионных барьеров φ_c в их области наблюдалось развитие колебаний на местной циклотронной частоте, которые были отождествлены с развитием ДКН. Спонтанное разрушение электростатического продольного удержания, возможно, связано с нарушением устойчивости амбиполярных ионных барьеров из-за недостаточной мощности ЭЦР-нагрева.

В Ливерморской лаборатории LLNL в 1980 г. началось строительство крупной тандемной установки MFTF-B с осесимметричным соленоидом с двойными осесимметричными пробками на концах и квадрупольными концевыми пробкотронами для удержания высокотемпературной (15 кэВ) плазмы плотностью около $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ объемом около 5 м^3 [20–22]. При проектной величине амбиполярных барьеров $\varphi_c = 30 \text{ кВ}$ ожидалось достижение значения параметра удержания $n_s \tau_{es} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3} \text{ с}$ (τ_{es} — энергетическое время жизни) и получить D–T-термоядерную мощность около 1 МВт. После окончания строительства установки MFTF-B в 1987 г. [23] экспериментальные работы по амбиполяренным ловушкам в США были прекращены из-за сокращения государственного финансирования магнитной тер-

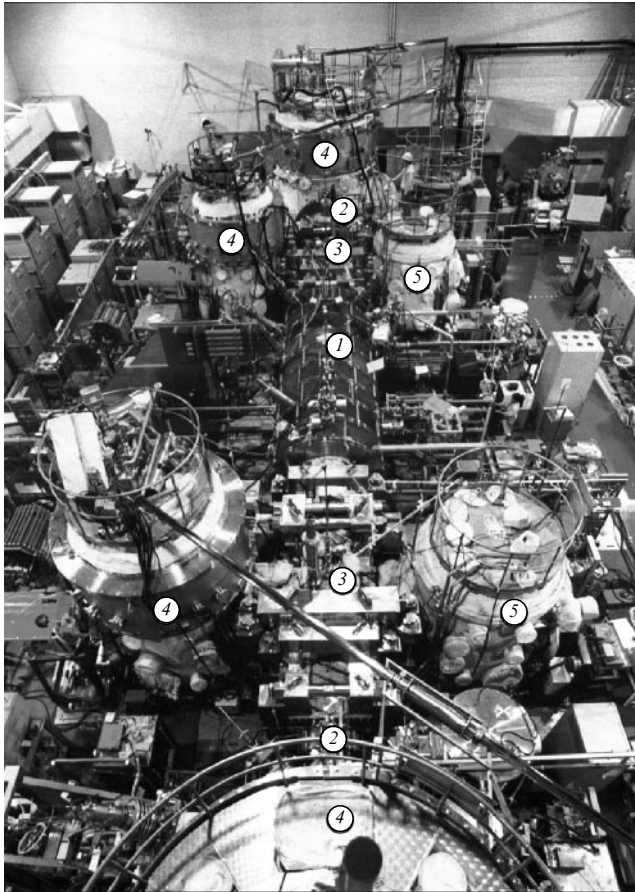


Рис. 4. Общий вид установки GAMMA-10: 1 — соленоид, 2 — концевые пробкотроны, 3 — встроенные МГД-якоря, 4 — гелиевые крионасосы, 5 — приемники МГД-якорных атомарных пучков.

мойдерной программы. Были также остановлены работы на всех других открытых ловушках: MMX (Berkeley), LAMEX (Los Angeles), STM (TRW, Inc.), Phaedrus-B (Wisconsin), TARA (Massachusetts), TMX-U (Livermore).

В Японии (PRC, University of Tsukuba) в 1981 г. приступили к сооружению амбиполярной ловушки GAMMA-10, на которой в 1984 г. были получены первые экспериментальные результаты.

МГД-устойчивость плазмы в ловушке GAMMA-10, как и в предыдущих тандемных ловушках, обеспечивается средним минимумом магнитного поля. Но эта амбиполярная ловушка отличается аксиальной симметрией концевых пробкотронов с плазмодиафрагмами наряду с осесимметричным соленоидом. Квадрупольные магниты с минимумом поля (МГД-якоря) встроены между соленоидом и концевыми пробкотронами. Вокруг плазмы в концевых пробкотронах обеспечивается высокий вакуум криогелиевыми насосами со скоростью откачки до $\sim 10^6$ л с⁻¹. На рисунке 4 представлен внешний вид этой ловушки.

В 1984–1987 гг. на GAMMA-10 были получены основные результаты по формированию ионных барьеров и термобарьеров и улучшенному удержанию горячей плазмы [24, 25]. При плотности плазмы в соленоиде $n_s \approx (0,5-2) \times 10^{12}$ см⁻³ были сформированы устойчивые ионные барьеры высотой до 1 кВ с термобарьерами глубиной до 0,7 кВ длительностью $\tau_b \approx 10-3$ мс соответ-

ственно. В каждом термобарьере ЭЦР-нагрев мощностью 140 кВт позволял создавать популяцию анизотропных электронов со средней энергией 50–60 кэВ. Электронная температура в ионных барьерах превышала примерно в 5 раз температуру в соленоиде и достигала 500 эВ.

Время продольного удержания ионов амбиполярными барьерами для основной центральной части плазменного столба удовлетворительно совпадало с законом подобия Пастухова и достигало ~ 1 с.

Измеренные зависимости постоянной времени поперечной диффузии соответствовали теории неоклассического поперечного переноса Рютова–Ступакова, чему благоприятствовала симметризованная геометрия ловушки. Все исследованные процессы не выходили за рамки классического описания [17].

В 1988 г. в соленоиде ловушки GAMMA-10 продольное удержание удалось улучшить более чем в 10^3 раз по сравнению с удержанием в классическом пробкотроне, параметр продольного удержания плазмы $n\tau_{||}$ составил $\sim 2 \times 10^{12}$ см⁻³ с [26].

В концевых пробкотронах ловушки к 1992 г. амбиполярные барьеры были повышены до 2 кВ, а время их поддержания совместно с термобарьерами глубиной до 1,3 кВ увеличено до 60 мс [27]. Однако это было достигнуто при плотности плазмы в соленоиде $n_s < 10^{12}$ см⁻³.

В режиме с высокими амбиполярными барьерами $\phi_c \leq 1,7$ кВ (high potential mode) в центральном соленоиде получены: плотность плазмы $n \leq 2 \times 10^{12}$ см⁻³, электронная температура $T_e \leq 250$ эВ, продольная и поперечная температуры ионов $T_{i||} \leq 0,45$ кэВ и $T_{i\perp} \leq 1,8$ кэВ соответственно [27, 28]. Низкий предел величины максимального относительного давления изотропной плазмы β по МГД-устойчивости в соленоиде на уровне $\sim 0,5\%$ ограничивал плотность изотропной (удерживаемой амбиполярными барьерами) плазмы. В случае ИЦР-нагрева плазмы в соленоиде предел по $\beta_{\perp}$ повышался до $\sim 2\%$ при $T_{i\perp}/T_{i||} \sim 2,5$ и далее возрастал линейно с увеличением анизотропии [29]. Однако предел плотности плазмы по МГД-устойчивости с усилением анизотропии не мог возрастать из-за соответствующего повышения поперечной температуры $T_{i\perp}$.

В исходном режиме с высокими амбиполярными барьерами $\phi_c \geq 1,2$ кВ и с последовательным включением ИЦР-нагрева небольшой мощности в центральном соленоиде было достигнуто время поперечного удержания плазмы $\tau_{\perp} = 0,6 \pm 0,4$ с при плотности плазмы на оси соленоида $n_s \sim 10^{12}$ см⁻³, температуре ионов $T_i = 0,5-0,8$ кэВ, температуре электронов $T_e = 60-120$ эВ и $\beta_{\perp} \leq 0,2\%$ [30, 31], при этом отношение $\tau_{i\perp}/\tau_{Bohm} \sim 10^4$, где $\tau_{Bohm} = (8eB/3cT)a^2$, соответствовало уровню, достигнутому в лучших токамаках. Измеренное энергетическое время удержания основной популяции электронов ($T_e \sim 100$ эВ) $\tau_{ee} > 0,1$ с превышало $10^3 \tau_{Bohm}$ [32, 33]. В этом режиме в соленоиде создавалась плазма с широким профилем диаметром около 40 см и градиентным размером $a \sim 12$ см. Благодаря высокому значению ϕ_c потенциал на оси соленоида составлял $\Phi_s \geq 2$ кВ и мог повышаться в керне плазмы положительным смещением потенциала центральных кольцевых сегментов кольцевых плазмодиафрагм по сравнению с плавающим значением. Соответствующее радиальное электрическое поле E_r с большим широм на периферии плазмы пода-

вляло дрейфовую неустойчивость до уровня флуктуаций плотности $\tilde{n}/n \sim 10^{-2}$ при небольшом указанном выше положительном смещении потенциала. При снижении E_r отрицательным смещением потенциала дрейфовая неустойчивость усиливалась до $\tilde{n}/n \sim 10^{-1}$, время поперечного удержания падало до 10 мс [30]. При $E_r > 0$ и реальном отклонении $\Phi_s(r)$ от параболичности ($\partial\omega_E/\partial r > 0$, где $\omega_E = -cE_r/Br$), неустойчивость Кельвина–Гельмгольца (НКГ) не может развиваться из-за невыполнения условия ее развития $(\partial n/\partial r) \partial\omega_E/\partial r > 0$. Центробежная неустойчивость может развиваться при достаточно большом отрицательном градиенте давления плазмы. В случае повышенного градиентного разряда она может не возбуждаться, что и наблюдалось в экспериментах ($a = 10 \text{ см} \rightarrow 12 \text{ см}$) [30].

3. Последующие эксперименты в Японии и Корее

В 1992 г. на установке ГАММА-10 были созданы условия для работы без атомарной инжекции в концевые пробкотроны с относительно низкими амбиполярными барьерами $\phi_c = 300\text{--}500 \text{ В}$, при этом измеренный параметр продольного удержания изотропных ионов упал до $n\tau_{\parallel} \sim 3 \times 10^{10} \text{ см}^{-3} \text{ с}$ [34]. В случае режима с низкими амбиполярными барьерами потенциал плазмы в центральном соленоиде невысокий, соответственно радиальное электрическое поле близко к нулю и центробежная неустойчивость не возбуждается [30]. Дрейфовая неустойчивость на периферии плазмы может ограничиваться резким спадом потенциала в этой области. Кроме этого, при плохом продольном удержании аномальные поперечные потери плазмы могут не играть заметной роли. В этом режиме с низкими амбиполярными барьерами и с мощным ИЦР-нагревом (hot ion mode) в 1994 г. поперечная ионная температура была повышена до $T_{i\perp} = 10 \text{ кэВ}$ при $T_e = 130 \text{ эВ}$ и $n_s = 2,2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При $T_{i\perp} = 5,3 \text{ кэВ}$ и пониженном магнитном поле в соленоиде было достигнуто $\beta_{\perp} = 5\%$. Время поперечного удержания энергии $\tau_{e\perp} \gg \tau_{e\parallel} \sim \tau_e \sim 8 \text{ мс}$ [35].

В hot ion mode плотность плазмы в соленоиде не превышала $n_s \sim 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Поэтому был проведен цикл работ по увеличению плотности плазмы при $T_{i\perp} \sim 4 \text{ кэВ}$, $T_{i\parallel} \sim 0,4 \text{ кэВ}$, $T_e = 90 \text{ эВ}$ и $\phi_c \sim 0,35 \text{ кВ}$. В этом режиме высокотемпературные ионы удерживаются в центральном соленоиде магнитными пробками ($n\tau_{\parallel\text{hot}} \sim 1,25 \times 10^{11} \text{ см}^{-3} \text{ с}$). Время их замедления на электронах $\tau_{\text{mod}} \ll \tau_{\parallel\text{hot}}$ ($n\tau_{\text{mod}} \approx n\tau_{\text{dr}} \ln(T_{i\perp}/T_{i\parallel}) \sim 4 \times 10^{10} \text{ см}^{-3} \text{ с}$, где τ_{dr} — среднее время торможения быстрых ионов электронами). Измеренный параметр $n\tau_{\parallel} \sim 3 \times 10^{10} \text{ см}^{-3} \text{ с}$. Поскольку $n\tau_{\parallel\text{hot}} \gg n\tau_{\text{mod}} \sim n\tau_{\parallel}$, отношение полной плотности (n_s) к плотности замагниченных высокотемпературных ионов (n_{hot})

$$\frac{n_s}{n_{\text{hot}}} \sim 1 + \frac{n\tau_{\parallel}}{n\tau_{\text{mod}}} \sim 2.$$

Выключение амбиполярных барьеров (ECRH-pl/b), удерживающих только ионы с низкой температурой $T_{is} \sim T_{i\parallel}$, должно приводить к уменьшению суммарной плотности примерно в 2 раза. Это и было продемонстрировано в 1997–1998 гг. [36–38]. Симметризация радиального профиля потенциала через симметризацию ЭЦРН и ИЦРН, оптимизация этого профиля регулируемой потенциалов кольцевых сегментов плазмодриемни-

ков привели к некоторому повышению плотности до $n_s = 2,5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ [39]. Установка дополнительной ВЧ-системы ИЦР-нагрева с 10-кратной частотой и улучшение атомарной инжекции в МГД-якоря позволили повысить в МГД-якорях относительное давление до $\beta_{\perp A} \sim 1\%$ и соответственно увеличить плотность плазмы в соленоиде до $n_s = 4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ($\beta_{\perp s} \sim 3\%$) [39].

Важнейшим для реакторной перспективы результатом экспериментов на ГАММА-10 является получение и поддержание достаточно устойчивых, длительностью до 150 мс амбиполярных барьеров высотой до 0,6 кВ (с термобарьерами) с низкой относительной плотностью плазмы в этих барьерах $n_{\text{pl}} \sim 0,1 n_s$ [39–41].

Ранее Т. Чо с коллегами на ГАММА-10 провел рентгеновские исследования функции распределения электронов в ионном барьере при ЭЦР-нагреве [42, 33]. Оказалось, эта функция имеет плато с максимальной энергией на границе удержания электронов в ионном барьере

$$\varepsilon_{\text{sepm}} = \frac{e\phi_c + e\phi_b}{1 + B_b/B_p}.$$

Такое распределение электронов соответствует их сильному ЭЦР-нагреву, который был проанализирован Р.Г. Коеном [43]. Этот ЭЦР-нагрев в ионном барьере доминирует над рассеянием в столкновениях захваченных в ионный барьер электронов, а ЭЦР-нагрев на второй гармонике в термобарьерах доминирует для остальных электронов, захваченных в пробкотрон. Если при слабом ЭЦР-нагреве положительный потенциал в ионном барьере возникает для удержания нагреваемых максвелловских электронов по Больцману, то при сильном ЭЦР-нагреве положительный потенциал возникает для ограничения ухода максимально нагретых электронов. В скоростном пространстве на вершине ионного барьера ЭЦР-поле вызывает диффузию по поперечной скорости, а слабое рассеяние захваченных электронов приводит к постоянству функции распределения (плато) и по продольной скорости. В отличие от зависимости (5) при слабом ЭЦР-нагреве, при сильном ЭЦР-нагреве зависимость высоты ионного барьера ϕ_c от плотности захваченных в нем электронов n_{ep} степенная (не логарифмическая), а зависимость от глубины термобарьера ϕ_b — экспоненциальная [44]:

$$e\phi_c = kT_{\text{es}} \left[\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \left(1 - \frac{B_b}{B_p} \right) \frac{n_{\text{ep}}}{n_s} \exp \frac{e\phi_b}{kT_{\text{es}}} \frac{1}{1 - B_b/B_m} \right]^{2/3} - e\phi_b. \quad (6)$$

Это соотношение относится к резонансной поверхности $\omega_{\text{ce}} = \omega_{\text{PECR}}$, на которой плотность захваченных электронов n_{ep} , их энергия на сепаратрисе ε_{sep} и положительный потенциал ϕ должны иметь максимумы в распределениях вдоль магнитного поля. Захваченные электроны совершают колебания около резонансной поверхности вдоль магнитного поля и подогревают менее энергичные электроны во всем пространстве, занимаемом ионным барьером.

В ионный барьер одинарного пробкотрона электроны поступают в результате ионизации инжектируемых и франк-кондоновских атомов, а также в качестве пролетных из соленоида и из пробкотрона (термобарьера) под действием рассеяния и ЭЦР-замедления.

Рассеяние электронов в ионном барьере вызывает их диффузию по продольной скорости по скоростным поверхностям, подобным эллипсоидальной сепаратрисе, не только внутри нее, но и снаружи, в ее окрестности. В результате формируется поток электронов с энергией, превышающей граничную на сепаратрисе ε_{sep} , в пространство термобарьера и в пролетное пространство. Этот поток электронов усиливается из-за отражения от магнитной пробки. В результате отражения электронов при их ЭЦР-нагреве они уходят от резонансной поверхности к центру пробкотрона, что вызывает однонаправленный дрейф в направлении увеличения продольной скорости. В термобарьере электроны из этого потока с энергией, близкой к $\varepsilon_{\text{sepm}}$, рассеиваются как обратно в ионный барьер, так и в соленоид. Из ионного барьера прямо в пролетные в соленоид поступают электроны с энергией в диапазоне

$$e\varphi_b < \varepsilon < \frac{e\varphi_b}{1 - B_b/B_m}.$$

Поступившие в соленоид электроны термализуются. Эта популяция горячих электронов с температурой в несколько килоэлектронвольт и концентрацией в несколько процентов наблюдается в соленоиде [33]. В режиме high potential mode ($n_s \approx (0,5-1) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_{es} \sim 250 \text{ эВ}$, $T_{is} \leq 2 \text{ кэВ}$) в основном данная популяция нагревает удерживаемые в соленоиде электроны [33]. В режиме hot ion mode ($n_s = (1-4) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 100 \text{ эВ}$, $T_i \leq 5 \text{ кэВ}$) электроны в соленоиде нагреваются в основном ионами.

Ионы в области удерживающего барьера φ_c состоят из плещущихся ионов и отражающихся (пролетных) ионов из соленоида. Плотность плещущихся ионов, вероятно, уменьшается при продольном приближении к резонансной поверхности из-за торможения электрическим полем [14]. Продольное распределение плотности пролетных ионов $n_{\text{ipas}}(B)$ на внутреннем склоне ионного барьера [43]

$$\frac{n_{\text{ipas}}(B)}{n_{\text{sm}}} = \exp\left(-\frac{e\varphi(B)}{kT_{is}}\right) - \sqrt{1 - \frac{B}{B_m}} \exp\left(-\frac{e\varphi(B)}{kT_{is}} \frac{1}{1 - B/B_m}\right). \quad (7)$$

Плотность (7) имеет максимум поблизости от границы между термобарьером и ионным барьером B_1 при положительном потенциале $\varphi_{\text{pasm}} \ll \varphi_c$ и медленно снижается вверх по склону $\varphi < \varphi_c$. Плотность пролетных ионов в этом максимуме

$$\max \frac{n_{\text{ipas}}}{n_{\text{sm}}} \approx \exp\left(-\frac{e\varphi_{\text{pasm}}}{kT_{i1}}\right) - \sqrt{1 - \frac{B_1}{B_m}} \exp\left(-\frac{e\varphi_{\text{pasm}}}{kT_{i1}} \frac{1}{1 - B_1/B_m}\right), \quad (8)$$

где

$$\varphi_{\text{pasm}} \approx 2\varphi_c \frac{1 - \sqrt{1 - B_1/B_m}}{1 + \sqrt{1 - B_1/B_m} (2\varphi_c/T_{i1})/(B_m/B_1 - 1)}.$$

В результате плотность ионов и компенсирующих их электронов на склоне ионного барьера зависит от плотности плазмы в соленоиде n_{sm} . Большинство захваченных в ионный барьер энергичных электронов перескакивает с достаточно плотной популяцией ионов и

электронов на этом склоне. Пролетные ионы компенсируются пролетными электронами из соленоида с невысокой температурой T_{es} . Энергичные электроны в ионном барьере теряют энергию ε_{ep} на электронах из соленоида с характерным временем

$$\tau_{el} = \frac{1}{2\pi\sqrt{2}} \frac{\sqrt{m}}{e^4 A_e \langle n_{\text{ipas}} \rangle} \varepsilon_{\text{ep}}^{3/2}.$$

Для $\varepsilon_{\text{ep}} \sim 1 \text{ кэВ}$ и $n_{\text{pas}} \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ характерное время $\tau_{el} \sim 3 \text{ мс}$. При повышении плотности ионов в ионном барьере усиливается диффузия электронов по продольной скорости из-за рассеяния на ионах, что ослабляет их дрейф вследствие отражения от магнитного поля. Когда при постоянной мощности ЭЦР-нагрева повышается плотность плазмы в соленоиде, энергия электронов в ионном барьере уменьшается, их отражение ослабляется и соответственно снижается высота барьера φ_c . Снижение барьера φ_c влечет за собой повышение плотности пролетных ионов в нем и дальнейшее спонтанное его падение, что наблюдалось в экспериментах на ТМХ-У.

Были проанализированы многолетние экспериментальные результаты по формированию барьеров на GAMMA-10 [41, 45–47]. Для удерживающего ионного барьера φ_c (кВ) установлена следующая зависимость:

$$\varphi_c = 10^{-4} [1 + 5 \times 10^{-3} P_{\text{BECR}}^{1.04}] P_{\text{PCCR}}^{1.73} \left[c \left(\frac{n_p}{n_s} \right)^{2/3} - 1 \right] \times \exp\left(-\frac{n_s}{3 \times 10^{12}}\right),$$

где P_{BECR} и P_{PCCR} — соответственно мощности ЭЦР-нагрева в термобарьере и в ионном барьере, кВт, $c = 9-11$ для hot ion mode, $c = 7-9$ для high potential mode.

Привлекательным является рост ионного барьера с увеличением мощности ЭЦР-нагрева и обращает на себя внимание крутой спад его высоты при повышении плотности плазмы в соленоиде. В последние годы на GAMMA-10 предпринимаются усилия по повышению мощности ЭЦР-нагрева в ионных барьерах в hot ion mode [47, 49]. Барьер φ_c возрастает в соответствии с приведенной экспериментальной зависимостью. При $P_{\text{PCCR}} = 450 \text{ кВт}$, $P_{\text{BECR}} = 200 \text{ кВт}$ с током атомарной наклонной инжекции в пробкотрон 20 А в hot ion mode был достигнут ионный барьер $\varphi_c = 2,1 \text{ кВ}$ [49]. На плазмодиригатор из пролетного пространства поступал двухтемпературный поток энергичных электронов с эффективной температурой, примерно пропорциональной мощности P_{PCCR} [48].

На GAMMA-10 не наблюдалось спонтанное нарушение продольного удержания амбиполярированными барьерами ионов в соленоиде из-за повышения их плотности. Возможно, это связано с ограничением этой плотности условиями МГД-устойчивости плазмы в соленоиде. В последних экспериментах по формированию высоких ионных барьеров в hot ion mode зафиксировано снижение их высоты на десятки процентов за $\sim 30 \text{ мс}$ при повышении линейной плотности плазмы в соленоиде [48].

Таким образом, можно преодолеть нарушение продольного удержания плазмы в соленоиде амбиполярированными барьерами и повысить порог ее плотности, увели-

чивая мощность ЭЦР-нагрева. Что касается скачков потенциала Пеккера в пробкотроне с термобарьером [50], проиллюстрированных в численных фоккер-планковских расчетах [44], то, как показано в § 2.4 обзора [51], при поле в соленоиде $B_s \ll B_m$ потенциал начинает падать в конце соленоида перед максимумом поля B_m и скачок Пеккера после максимума поля может и не возникать.

В 1988–2002 гг. в Kyoto University проводились эксперименты на небольшой осесимметричной амбиполярной ловушке НИЕИ длиной 4,6 м (длина соленоида 1,9 м, магнитное поле в соленоиде до 1 кГс, в пробках до 7 кГс) [52–55]. Создание плазмы длительностью до 10 мс, ее МГД-стабилизация и формирование барьеров осуществлялись с помощью ВЧ-полей в диапазоне ИЦ-частот. Параметры плазмы в соленоиде: $n_s = (1-3) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_i = 100-200 \text{ эВ}$, $T_e = 15-25 \text{ эВ}$. Формировались ионные барьеры $\phi_c > 120 \text{ В}$ и термобарьеры $\phi_b = 30-35 \text{ В}$ [53]. Осуществлены исследования по подавлению турбулентности и поперечных потерь плазмы смещением кольцевого лимитера в соленоиде до +200 В. При этом на периферии наблюдался значительный шир азимутальной скорости плазмы. Флуктуации ее плотности снизились в ~ 10 раз. Поперечные потери плазмы уменьшились в ~ 3 раза [54]. В последнее время в соленоиде был реализован магнитный дивертор, который позволил существенно снизить МГД-активность желобковой моды $m = 1$ [55].

На соленоиде установки HANBIT в Korea Basic Science Institute с 1998 г. непрерывно ведутся плазменные эксперименты [56–59]. Соленоид осесимметричный с расстоянием между пробками 5 м, диаметр вакуумной камеры 0,6 м, магнитное поле $B_s = 2,1-2,4 \text{ кГс}$, поле в пробках $B_m = 24 \text{ кГс}$. Создание и нагрев плазмы и ее МГД-стабилизация осуществлялись ИЦР-нагревом с предионизацией газа ЭЦР-нагревом. Удалось получать плазму с начальным давлением газа в камере $\sim 10^{-5}$ торр без дополнительного поддува. ЭЦР-предионизация производится с помощью клистронов мощностью до 2 кВт. Для ИЦР-нагрева установлены щелевая антенна мощностью до 500 кВт в средней плоскости соленоида и двухполувитковая антенна мощностью до 100 кВт около пробки. Пока производился ИЦР-нагрев мощностью до 200 кВт. При недостаточно большой мощности нагрева МГД-устойчивая плазма плотностью $n_s = (2-3) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ образуется длительностью ~ 150 мс при частоте ВЧ-поля немного ниже ионно-циклотронной. При мощности около 200 кВт (больше 150 кВт) образуется достаточно плотная плазма и при частоте ВЧ-поля, равной ионно-циклотронной и даже чуть больше. Диаметр получаемой плазмы 25–35 см, ионная температура 200–300 эВ, электронная температура $\sim 25 \text{ эВ}$.

4. Экспериментальные работы в Новосибирске

В Институте ядерной физики СО АН СССР в 1977 г. началось строительство амбиполярной ловушки со средним $\min B$ (с квадрупольными концевыми пробкотронами) АМБАЛ [60]. После выхода из строя одного из концевых пробкотронов было принято решение на другом прошедшем испытание пробкотроне (установке АМБАЛ-Ю) провести эксперименты по накоплению

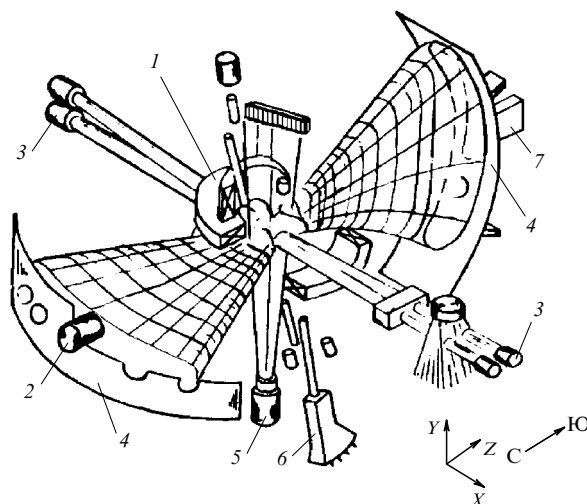


Рис. 5. Установка АМБАЛ-Ю: 1 — пробочные катушки магнитного поля типа Инь-Янь, 2 — плазменная пушка, 3 — инжекторы атомарных пучков СТАРТ-2, 4 — концевые плазмоприемники, 5 — диагностический атомарный инжектор ДИНА-4А, 6 — пятиканальный энергоанализатор атомов перезарядки, 7 — торцевой энергоанализатор.

горячей плазмы и соорудить новую амбиполярную ловушку АМБАЛ-М в осесимметричной геометрии в специальном достраиваемом здании. Эксперименты на установке АМБАЛ-Ю были начаты в 1986 г. [61].

Установка АМБАЛ-Ю схематично представлена на рис. 5. Магнитное поле с минимумом в центре пробкотрона (7–10 кГс) создается парой катушек типа Инь-Янь. Магнитные пробки удалены по оси от центра на $\pm 0,5$ м и образуются в веерных концевых частях поля с пробочным отношением $B_{\max}/B_0 = 2$. Веерные поля опираются на плазмоприемники, на которых размещены плазменные пушки. Струи водородной плазмы из этих пушек проходят через магнитную яму, где их пересекают пучки быстрых атомов водорода. Быстрые ионы, образующиеся при ионизации и перезарядке атомов в струе (мишенной плазме), захватываются в магнитную яму-ловушку. В первых экспериментах удалось накопить высокотемпературную популяцию ионов только с низкой плотностью $1,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, в основном, из-за неустойчивости мишенных плазменных струй из кольцевых пушек [62]. Замена кольцевых пушек на одну специально разработанную щелевую пушку [63] позволила получать устойчивую мишенную плазму в центре ловушки с сечением, близким к круглому, плотностью $2,4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и температурой около 10 эВ. Атомарные пучки от четырех инжекторов СТАРТ-2 [64] с энергией 17 кэВ и суммарным током 160 А захватывались на этой мишени в ловушку в виде ионов на 50 %. Была накоплена высокотемпературная популяция ионов плотностью $> 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в объеме 3 л со средней энергией 6 кэВ ($T_e = 25 \text{ эВ}$) [62].

Ранее А.А. Кабанцевым и С.Ю. Таскаевым в плазме соленоида с пробкотроном была замечена и исследована низкочастотная ($\sim 30 \text{ кГц}$) дрейфовая неустойчивость желобкового типа, идентифицированная как дрейфовая неустойчивость Кельвина–Гельмгольца (НКГ) [65]. Ее возбуждение связано с нелинейным распределением радиального электрического поля, выносимого в плазму вдоль магнитного поля из кольцевой плазменной пушки,

представляющей собой газовый разряд в кольцевом диафрагмированном канале, помещенном в соленоиде [66]. Дрейф в скрещенных магнитном и нелинейном электрическом полях приводит к дифференциальному вращению плазменного столба. Это вращение при определенных условиях неустойчиво и сопровождается возбуждением частотной модуляции электрического поля. Экспериментально показано, что с развитием НКГ связан нагрев ионов соленоидальной плазмы до аномально высокой температуры около 50 эВ [67]. В результате развития НКГ происходит генерация электростатических волн и энергия вращения плазмы переходит в энергию волновых пакетов. Такие электростатические волны эффективно поглощаются ионным компонентом — реализуется режим статистического нагрева ионов. Достижимая температура ионов зависит от соотношения мощностей их стохастического нагрева и торможения на электронах. При этом из-за высокой продольной теплопроводности температура электронов во всей плазменной струе не повышается.

Мощность торможения ионов на электронах пропорциональна $T_e^{-3/2}$. Для повышения ионной температуры необходимо увеличить электронную. Это можно реализовать с помощью потенциального барьера для электронов (термобарьера) между плазменной пушкой и соленоидом (ловушкой). Термобарьер был осуществлен на установке АМБАЛ-Ю [68]. Щелевая плазменная пушка была заменена на кольцевую с подводящим плазму соленоидом. На рисунке 6 приведены распределения измеренных магнитного поля, плотности плазмы и температуры электронов вдоль оси от плазменной пушки до центра пробкотрона. Видно, что плотность плазмы во входной пробке имеет минимум $\leq 10\%$ от плотности в подводящем соленоиде. Такое снижение плотности плазмы связано с отражением от пробки ионов соленоида с температурой ~ 50 эВ и с продолжающейся накачкой энергии от НКГ только в поперечное движение ионов. При этом важно реализовать минимальную длину нарастания магнитного поля от соленоида до пробки для обеспечения адиабатического режима, близкого к бесстолкновительному на этой длине. К центру ловушки плотность плазмы возрастает до $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

На рисунке 6 слева от минимума плотности электронная температура постоянна вдоль оси и равна ~ 10 эВ. Справа же в ловушке наблюдается значительное увеличение электронной температуры до ~ 50 эВ. В минимуме

плотности слева должен устанавливаться потенциальный барьер для электронов по распределению Больцмана

$$\Delta\phi(n) = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{n}{n_{\min}}.$$

Измеренная высота барьера слева ≥ 20 эВ подтверждает это. Высота барьера справа ~ 150 эВ определяется условиями удержания плазмы в ловушке.

Возникновение термобарьера привело к многократному уменьшению электронной теплопроводности, повышению температуры электронов в ловушке и соответствующему ослаблению остывания ионов в среде этих электронов с многократным повышением их температуры. Измеренная температура ионов водородной плазмы оказалась равной 650 эВ [69]. В экспериментах с дейтериевой плазмой при повышенном напряжении на кольцевом разряде в пушке удалось достичь ионной температуры в 930 эВ. Такая температура была подтверждена измерением выхода термоядерных нейтронов [69, 70]. Плотность плазмы в ловушке $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, от квазистационарного источника низкотемпературной плазмы ($T \leq 10$ эВ) без какого-либо дополнительного нагрева в пробкотроне получена высокотемпературная плазма ($T_i \sim 1$ кэВ, $T_e \geq 50$ эВ).

После обнаружения и анализа значительных неоклассических поперечных потерь плазмы в амбиполярных ловушках с мультипольными компонентами [18, 71] усилилось стремление перейти к полной аксиальной симметрии ловушек. Поэтому параллельно с экспериментами на АМБАЛ-Ю мы приступили к проекту полностью осесимметричной амбиполярной ловушки АМБАЛ-М.

На возможность МГД-стабилизации плазмы в осесимметричном магнитном поле указывалось давно. В частности, в 1963 г. Андреолетти и Фюрт предложили радиальную магнитную систему с $\min B$, однако магнитная яма в ней очень мелкая. В 1982 г. В.В. Арсенин предложил присоединять к концам длинной ловушки кольцевые изогнутые по радиусу пробкотроны без $\min B$, но приводящие к благоприятной средней кривизне ловушки в целом [72]. Недосток кольцевых пробкотронов — малая толщина плазмы в гирорадиусах, что неблагоприятно для ее микроустойчивости.

Для обеспечения МГД-устойчивости в ловушке АМБАЛ-М мы предложили пристыковать к концам ловушки полукаспы с ионно-горячей колоколообразной плазмой в области адиабатического движения ионов [73, 74]. (В полукаспах физическая толщина плазмы значительно больше по сравнению с кольцевыми пробкотронами.) В наружном слое плазмы в ловушке МГД-устойчивость обеспечивается средней благоприятной кривизной за счет благоприятной кривизны магнитного поля в полукаспах. Условие устойчивости наружного слоя состоит в превышении определенного предела отношения давления плазмы в полукаспах к давлению плазмы в ловушке [74]. Во внутреннем колоколообразном слое плазмы в полукаспе с инверсным градиентом плотности кривизна поля неблагоприятна. Однако здесь имеет место сильная непараксиальность магнитного поля, при достаточно плавном (близком к линейному) спаде давления плазмы к нулю поля плазма остается МГД-устойчивой [73]. Из-за нарушения адиабатичности

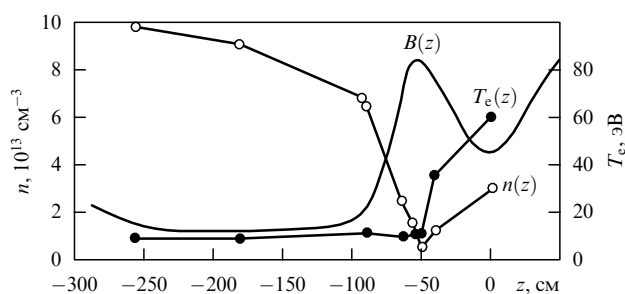


Рис. 6. Распределения магнитного поля $B(z)$, плотности плазмы $n(z)$ и электронной температуры $T_e(z)$ по оси от плазменной пушки до центра установки АМБАЛ-Ю. В средней плоскости пробкотрона $z = 0$, поле $B(0) = 7$ кГс.

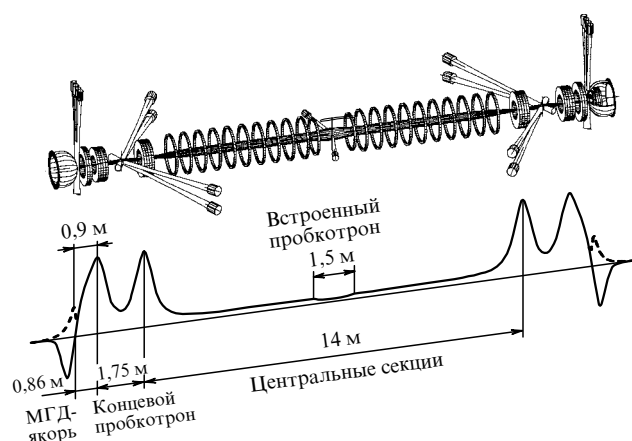


Рис. 7. Схема установки АМБАЛ-М.

движения ионов в окрестности нуля поля давление плазмы круто падает. Тем не менее в ловушке с полукаспами на концах устойчивость к поперечному смещению плазмы в целом (жесткой моды) сохраняется, только условие этой устойчивости ужесточается [74]. Но остаются неустойчивыми МГД-возмущения на более высоких радиальных и азимутальных модах, внутренние области плазмы в полукаспах являются преобладающим источником таких возмущений. МГД-устойчивость плазмы по высоким мелкомасштабным перестановочным модам обеспечивается эффектом конечного лармовского радиуса (КЛР), в основном в плазме ловушки. Условие устойчивости по высоким модам состоит в ограничении сверху отношения давления плазмы в полукаспах к давлению плазмы в ловушке при достаточной величине ионного гирорадиуса в ловушке. Для полной МГД-устойчивости необходимо наличие удовлетворительного диапазона отношения указанных давлений [74].

На рис. 7 представлена схема установки АМБАЛ-М. Ее магнитная система состоит из центрального соленоида длиной 14 м, двух концевых пробкотронов с междупробочной длиной 1,75 м и двух МГД-стабилизаторов (МГД-якорей) в виде полукаспов с расстоянием между пробками вдоль оси 0,26 м. Общая длина магнитной системы 21 м. Снизу приведено распределение магнитного поля вдоль установки. Магнитные поля в соленоиде составляют до 4,5 кГс, в пробкотронах — до 15 кГс (в пробках — до 60 кГс), в полукаспах — до 6,7–12 кГс (в пробках — до 23 кГс). В соленоиде планировалось получить плазму со следующими начальными параметрами: плотность $\hat{n} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, объем около 1,5 м³, температура $T \geq 100 \text{ эВ}$. Соответственно в концевых пробкотронах $\hat{n} \approx 3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\langle E_i \rangle \sim 12 \text{ кэВ}$ ($T_e \geq 100 \text{ эВ}$), в полукаспах $\hat{n} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\langle E_i \rangle \sim 5 \text{ кэВ}$ [75, 76]. Радиус плазмы в пробкотронах около семи гирорадиусов ионов D^+ . Радиальная толщина колоколообразной плазмы в полукаспах 6 см равна семи гирорадиусам ионов H^+ [75].

Плазма накапливается и поддерживается инжекцией высокоэнергичных атомов, в концевые пробкотроны для захвата в ионы инжектируется по четыре пучка атомов дейтерия с энергией 25 кэВ, а в полукаспы — по четыре хорошо сфокусированных пучка атомов водорода с энергией 6 кэВ [76].

Для сохранения глубокого вакуума в пробкотронах инжекция атомарных пучков производится через паромангневые сверхзвуковые струи, загораживающие прохождение газа из источников быстрых атомов [77]. Длительность инжекции до 100 мс.

Вакуумная система состоит из камеры соленоида ($L = 12 \text{ м}$, $D = 1 \text{ м}$), камер концевых пробкотронов ($L = 1,3 \text{ м}$, $D = 1,2 \text{ м}$), камер полукаспов ($L = 0,8 \text{ м}$, $D = 1,6 \text{ м}$), концевых баков объемом по 16 м³ и переходников. Общая длина системы 27 м. Все вакуумные узлы перед сборкой обезгаживаются при температуре 400 °С. Для уменьшения коэффициента рециклинга газа вся вакуумная система в сборке может длительно прогреваться до 250 °С, а на внутреннюю поверхность камеры соленоида периодически напыляется пленка чистого титана. Камеры пробкотронов и полукаспов для поглощения быстрых атомов из плазмы изнутри покрываются прогревными лайнерами из ниобия толщиной 0,3 мм. Основная откачка вакуумных камер производится напыляемыми титаном охлаждаемыми панелями [76, 77].

Одновременно с проектом АМБАЛ-М в США была развита теория МГД-стабилизации анизотропной плазмы с высоким $\beta \geq 0,7$ проводящими стенками и КЛР-эффектами в пробкотронах [78, 79]. При большом по модулю $\nabla_{\parallel} \beta \propto \beta$ диамагнитный круговой ток имеет резкий максимум в средней плоскости пробкотрона и возбуждает полоидальное магнитное поле, локально усиливающее магнитное поле между плазмой и проводящей стенкой. Это локальное по длине поле и удерживает плазму от быстрых поперечных крупномасштабных смещений, поскольку оно ограничено проводящими поверхностями. Было решено в установке АМБАЛ-М изучить МГД-стабилизацию проводящими стенками в концевом пробкотроне, осуществив ЭЦР-нагрев электронов до высокой температуры [77]. Совместно с ИПФ АН СССР была разработана система двухчастотного циклотронного нагрева электронов двумя необыкновенными СВЧ-волнами, подводимыми к плазме под углом 50° [80]. Планировалось нагреть популяцию электронов плотностью $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в объеме $\sim 10 \text{ л}$ до поперечной температуры $\sim 400 \text{ кэВ}$ и достичь $\beta \sim 0,75$. При росте β стабилизация должна была осуществляться за счет вмороженности плазмы в кольцевые газоразрядные ячейки, встроенные в торцевые приемники плазмы (описаны в [74]).

Позже планировалось реализовать в центре соленоида локальный пробкотрон с пониженным магнитным полем, как это показано на рис. 7. Атомарной инжекцией или ИЦР-нагревом в этом пробкотроне можно поддерживать анизотропную популяцию ионов плотностью $\sim 3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с поперечной температурой $\sim 10 \text{ кэВ}$ и $\beta \sim 1$. Такой пробкотрон со стабилизацией плазмы проводящими стенками может служить МГД-якорем ловушки [81].

Кроме экспериментов по МГД-стабилизации плазмы в осесимметричной геометрии предполагалось довести температуру изотропной плазмы в соленоиде АМБАЛ-М до $\sim 500 \text{ эВ}$ при плотности $\hat{n} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, улучшая продольное удержание и дополнительно нагревая плазму в соленоиде.

В 1993 г. состоялся запуск одной концевой системы (первая очередь установки АМБАЛ-М) [82]. На рисунке 8 она представлена в плане. Здесь к концевому пробко-

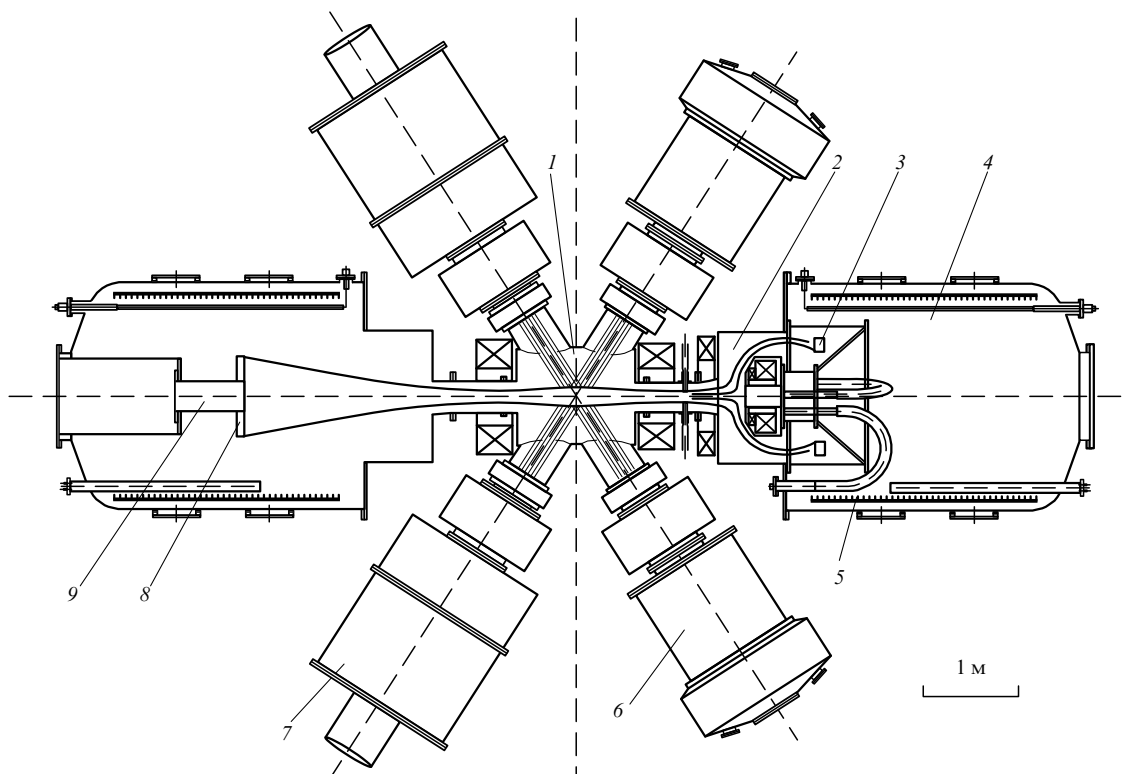


Рис. 8. Первая очередь установки АМБАЛ-М (вид сверху): 1 — концевой пробкотрон, 2 — полукасп, 3 — торцевой приемник плазмы из полукаспа, 4 — правый концевой бак, 5 — титановые панели для откачки газа, 6 — поглотители атомарных пучков, 7 — атомарные инжекторы с двумя источниками быстрых атомов в каждом, 8 — приемник плазмы из пробкотрона слева, 9 — плазменная кольцевая пушка.

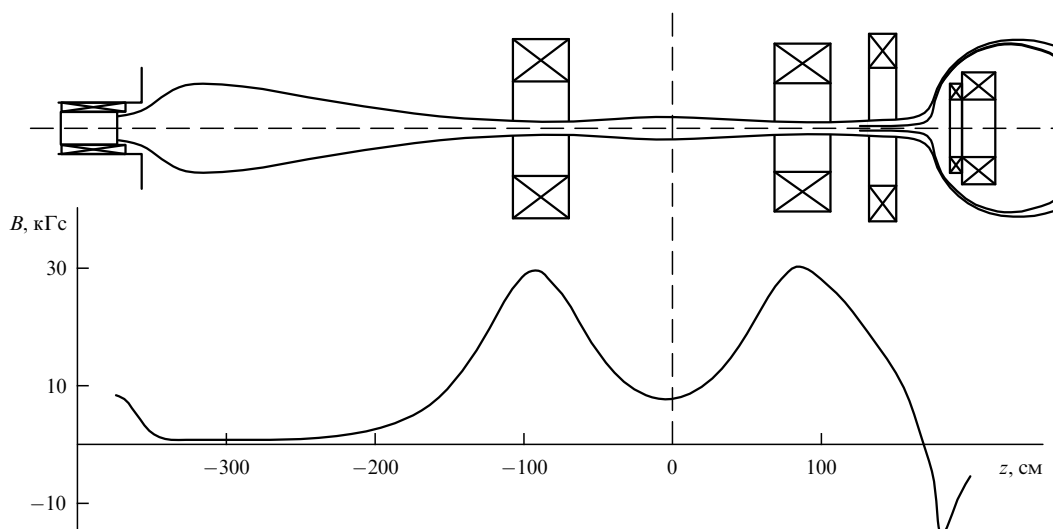


Рис. 9. Геометрия потока плазмы из пушки (слева) в концевую систему, внизу продольное распределение магнитного поля.

трону слева вместо соленоида пристыкован второй концевой бак с плазменной пушкой.

В концевой системе (пробкотрон + полукасп) была получена горячая стартовая плазма с помощью кольцевой плазменной пушки, как и в пробкотроне АМБАЛ-Ю. Однако, в отличие от эксперимента на АМБАЛ-Ю, к концевому пробкотрону плазма поступала от плазменной пушки не через подводящий соленоид с достаточно однородным магнитным полем значительной величины, а через нарастающее запробочное магнитное поле, образующее вместе с полем соленоида плазменной пушки

глубокий пробкотрон со слабым полем в средней плоскости (рис. 9). В таком транспортном пробкотроне поток плазмы из пушки около 2 экв. кА преимущественно отражается от его сильной выходной пробки, захватывается в него, диффундирует радиально и, в основном, уходит наружу, а также внутрь на центральный плавающий электрод кольцевой пушки. В транспортном канале ионы нагреваются неустойчивостью Кельвина – Гельмгольца. В концевой пробкотрон поступает менее 10 % потока плазмы из пушки, нагретой до ионной температуры ~ 180 эВ. Поэтому в нем была

получена плазма с не очень высокой средней плотностью $6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ в объеме $\sim 20 \text{ л}$. Имеющее место сглаживание радиального профиля потенциала плазмы по магнитному потоку ослабляет стохастический нагрев ионов в концевом пробкотроне, поэтому их температура достигала только 200 эВ. Продольное удержание ионов при турбулентном нагреве близко к классическому. Энергетическое время жизни плазмы в концевом пробкотроне $\sim 0,5 \text{ мс}$, поперечные энергетические потери на два порядка меньше продольных [83, 84].

Во входной пробке концевого пробкотрона (КП) наблюдался минимум плотности плазмы на одинаковом по радиусу уровне $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Продольное распределение потенциала зависело от радиуса, на большей части поперечного сечения наблюдался отчетливый минимум потенциала, совпадающий с минимумом плотности. Электронная температура в транспортном пробкотроне не превышала 10 эВ, далее она медленно повышалась, достигая во входной пробке КП в зависимости от радиуса значения от 15 до 20 эВ, затем быстро возрастала. В средней плоскости КП температура электронов увеличивалась до $T_e \geq 50 \text{ эВ}$ [84].

В потоке плазмы присутствует продольный электронный ток (ранее наблюдался на АМБАЛ-Ю). Часть тока электронов разряда в плазменной пушке выносится вдоль магнитных силовых линий. Далее большая доля этого тока уходит на торцевой плазмоприемник и возвращается назад по вакуумной камере. Меньшая доля выносимого тока уходит поперек магнитного поля и возвращается обратно, образуя токовые петли в плазме. В транспортном пробкотроне ток от камеры и периферии плазмы замыкается на незаземленный анод через радиальный диффузионный (неамбиоплярный) поток ионов. Из пушки вытекает электронный ток 1,6 кА, по концевому пробкотрону протекает ток 1,2 кА, до полукаспа доходит ток 1 кА. По периферии плазмы в транспортном канале протекает обратный электронный ток 0,3–0,4 кА [84]. Природа наблюдаемых поперечных потерь электронного тока не выяснена, вероятно, они связаны с турбулентностью плазмы. Вытекающий из пушки электронный ток в транспортном пробкотроне сохраняет кольцевую структуру, по мере удаления от пушки внутренняя полость тока заполняется и максимум радиального распределения тока смещается внутрь, а на входе в КП и далее максимум плотности тока достигается на оси. За средней плоскостью КП электронный ток концентрируется в области около оси с радиусом, в ~ 2 раза меньшим радиуса плазмы. Оцененный коэффициент диффузии тока к оси $D_{\perp j} \sim 10^5 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ близок к измеренному коэффициенту диффузии плазмы $D_{\perp} \sim 2 \times 10^5 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, однако продольное изменение радиального профиля тока не является чисто диффузионным, поскольку максимум его плотности по магнитному потоку не уменьшается вплоть до выхода из КП [85]. В результате сглаживания радиального профиля потенциала возрастает продольное ускорение электронов в области под магнитной поверхностью, проходящей через кольцевой катод в пушке. Это и наблюдаемое сжатие тока электронов приводят к высокой потоковой скорости электронов, близкой к тепловой ($\sim 0,6v_{Te}$ во входной пробке КП) [85], что резко ограничивает вынос тепла из концевого пробкотрона электронами, как и термобарьер.

Установлено, что электронный ток играет основную роль в нагреве электронов в КП за счет рассеяния и торможения быстрых токовых электронов. Мощность этого нагрева примерно в 3 раза превышает мощность нагрева электронов ионами [84]. Позже была измерена функция распределения электронов в КП. В приосевой области, где сосредоточен продольный ток, наблюдался поток быстрых токовых (пучковых) электронов с энергией от 150 до 350 эВ и плотностью (по грубой оценке) в 10 % от полной плотности электронов [86].

На концевой системе АМБАЛ-М было продолжено экспериментальное изучение ответственной за нагрев ионов турбулентности плазмы, порождаемой неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца. Зафиксированы электростатические и магнитные колебания с широким спектром в интервале частот от десятков до сотен килогерц (с азимутальными модами до десятой) [84, 87]. В высокочастотном интервале спектра доминирует белый шум (детектировался шум до нескольких мегагерц) [88].

Полученная в концевой системе плазма была макроскопически устойчивой. Глобальные смещения плазмы не наблюдались. На периферии плазмы на стадии распада обнаружены колебания ее плотности с амплитудой $\sim 10\%$ и характерной частотой $\sim 5 \text{ кГц}$ [84]. Были измерены радиальные профили давления плазмы в полукаспе и в пробкотроне. В полукаспе в окрестности нуля поля, где нарушается адиабатичность движения ионов, давление плазмы оказалось не очень низким. На основе измерений этих профилей и параметров плазмы оценена эффективность полукаспа как МГД-стабилизатора по его вкладу в интеграл стабильности по жесткой моде. Стабилизирующий вклад полукаспа оказался в 3–4 раза больше дестабилизирующего вклада пробкотрона [88, 89]. В эксперименте с отключением полукаспа глобальная устойчивость плазмы сохранялась, уровень колебаний плотности плазмы на ее периферии и размер области поперечного движения на стадии распада возрастали примерно вдвое. Этот эксперимент и изучение поведения продольного электронного тока позволили сделать заключение о стабилизации крупномасштабных МГД-мод продольной связью плазмы с катодом (плазмой) плазменной пушки на торце. Достижение МГД-устойчивости плазмы в полностью осесимметричной геометрии как в период турбулентного нагрева, так и на стадии распада плазмы является важным результатом экспериментов на концевой системе АМБАЛ-М.

Был проведен эксперимент по инъекции в КП двух пучков атомов водорода с энергией 16 кэВ, с полным эквивалентным током 100 А, длительностью 200 мкс. В пробкотроне захватывалось в ионы 8 % инжектируемых атомов, накапливалась популяция ионов высокой энергии плотностью $\sim 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ в объеме 20 л. Наблюдался линейный рост плотности этой популяции, что позволяет надеяться на получение в концевом пробкотроне плотной высокотемпературной плазмы инъекцией атомарных пучков длительностью $\geq 10 \text{ мс}$ [84].

Для инъекции атомарных пучков в концевой пробкотрон были разработаны и испытаны на стенде четыре ионных источника ИК-50 для получения пучков ионов дейтерия с энергией до 30 кэВ, током 40–50 А, длительностью 80–100 мс [90]. После установки этих источников в атомарные инжекторы пробкотрона была опробована их синхронная работа на ионах водорода. Один пучок атомов водорода с энергией 25 кэВ и эквивалент-

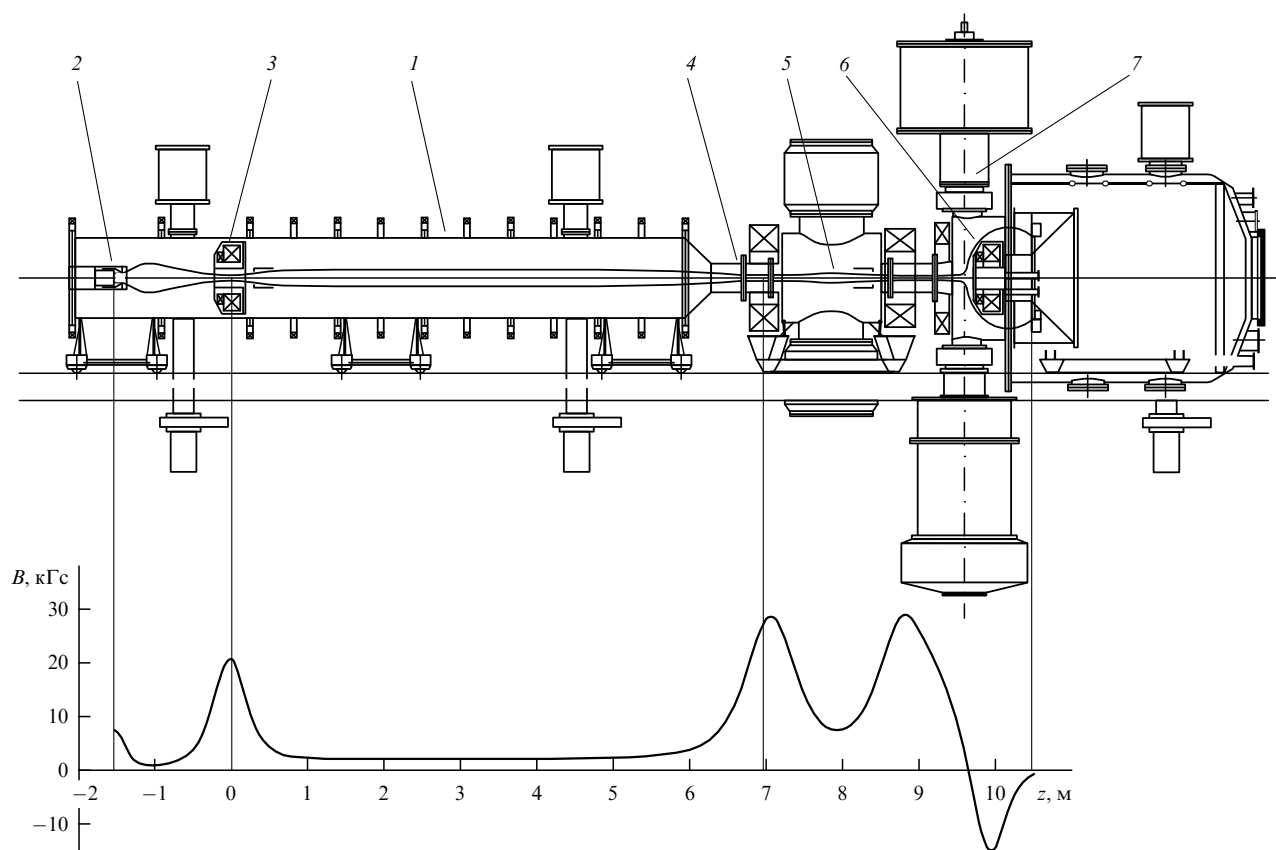


Рис. 10. Половина центрального соленоида с концевой системой (вид сбоку): 1 — соленоид, 2 — плазменная пушка, 3 — входная пробка соленоида, 4 — выходная пробка соленоида, 5 — концевой пробкотрон, 6 — полукаса, 7 — атомарный инжектор полукаса.

ным током 17 А пропускаться через стартовую плазму [88].

Была также запущена и испытана одна газозаградительная широкоапертурная парамагнитная струя-мишень для атомарных инжекторов.

Из-за сокращения расходов дальнейшие эксперименты проводились на половине центрального соленоида, присоединенного к концевой системе, как это показано на рис. 10. Предложения по переходу к экспериментам с соленоидом развиты и опубликованы в [88, 91].

В соленоиде с магнитным полем около 2 кГс с запробоным источником холодной плазмы (пушкой) на одном конце (см. рис. 10) получена МГД-устойчивая горячая плазма с соленоидальной длиной 6 м и диаметром около 0,4 м. Поперечное распределение плазмы изменяется по длине соленоида. Вдали от пушки достигнута плотность плазмы в приосевой области $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [92]. По достаточно точным измерениям электронная температура составляла 50 эВ [93]. Ионная температура оценивалась только по энергетическому спектру ионов, измеряемому анализатором за выходной пробкой. Спектр был близок к максвелловскому, ионная температура превышала 200 эВ [93].

В период заполнения соленоида плазмой при ее турбулентном нагреве на неустойчивости Кельвина–Гельмгольца коэффициент поперечной диффузии, вызванной электростатическими колебаниями, довольно велик. По измерениям флуктуаций азимутального электростатического поля и плотности плазмы этот коэффициент достигает величины $\sim 10^6 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Тем не менее

поперечные потери плазмы в соленоиде меньше продольных.

При резком отключении тока разряда в плазменной пушке (за $\sim 0,1$ мс) наблюдается распад плазмы с уменьшением ее плотности в ~ 3 раза в течение $\sim 0,5$ мс. За это время флуктуации электростатического поля снижаются до ненаблюдаемого уровня, плазма становится спокойной и время ее дальнейшей жизни увеличивается более чем в 3 раза [92]. Переход плазмы в спокойное состояние сопровождается усилением крупномасштабных флуктуаций, которые, по-видимому, связаны с появлением МГД-активности плазмы из-за ослабления ее стабилизации эффектом продольной связи с проводящим торцом. После потери $\sim 2/3$ плазмы, вероятно, включается другой механизм МГД-стабилизации. Возможно, этот механизм связан с пополнением плазмой и газом гало и изменением условий на периферии плазмы [94]. В переходный период поперечные потери плазмы не преобладают над продольными, поскольку время перехода (распада) близко к классическому продольному времени жизни плазмы. Увеличение времени жизни плазмы в спокойном состоянии соответствует уменьшению ее плотности.

После выключения разряда в пушке резко снижаются поперечные потери плазмы. Уже через 0,2 мс радиальный поток плазмы снижается примерно в 30 раз. После распада турбулентного состояния в спокойной плазме поперечные потери многократно снижаются, по крайней мере, до уровня измеряемых радиальных вариаций поперечного переноса плазмы в 10^3 раз [92]. Измеренный

радиальный профиль плотности спокойной плазмы в значительной мере подобен профилю турбулентной плазмы перед распадом, радиальный градиент плотности понижается в среднем в ~ 3 раза. Соответственно коэффициент диффузии спокойной плазмы оценивается величиной $\sim 3 \times 10^3 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, которая только в несколько раз больше классического значения.

Возникновение спокойной бесстолкновительной плазмы без заметной турбулентности и без продольных токов в ней, длительностью около 1 мс, в осесимметричном магнитном поле чрезвычайно важно для исследования поперечного переноса плазмы в таком поле. В проведенных экспериментах получены обнадеживающие оценки по поперечному удержанию плазмы в центральном соленоиде осесимметричной амбиполярной ловушки.

Для дальнейшего повышения плотности плазмы был осуществлен поддув водорода в плазму соленоида во время ее турбулентного нагрева из кольцевой коробки около входной пробки. При оптимальной скорости напуска водорода удалось существенно увеличить плотность плазмы (в приосевой области радиусом ~ 10 см была достигнута плотность $6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ без значительного снижения ионной температуры) [93, 95]. Радиальное распределение плазмы изменилось несущественно, возрос ее эффективный диаметр вследствие поддува газа на периферии плазмы [95]. Обнаружено, что напуск газа увеличивает не только плотность, но и энергосодержание плазмы. Ионы, возникающие в результате ионизации газа, быстро набирают энергию при стохастическом нагреве от электростатических колебаний, а электроны набирают энергию от усиленной релаксации электронного тока в плазме с большей плотностью (в плазме соленоида протекает продольный ток ~ 2 кА в приосевой области радиусом ~ 10 см). Это означает, что при напуске газа в плазму возрастает мощность, отдаваемая пушкой в плазму соленоида. Средняя ионная температура в приосевой области радиусом ~ 10 см при поддуве водорода снижалась примерно с 250 до 200 эВ [95]. Электронная температура в экспериментах 2003 г. (после смены плазменной пушки) уменьшилась. При поддуве водорода она на оси снижалась с 45 до 30 эВ [95]. В приосевой области соленоида при поддуве водорода среднее значение относительного давления плазмы $\beta = 8\pi nk(T_i + T_e)/B^2$ составило $\sim 14\%$.

Получение в соленоиде достаточно горячей МГД-устойчивой плотной плазмы большого диаметра открывает возможность эффективного ее нагрева атомарными пучками и ИЦР-нагрева быстрыми магнито-звуковыми волнами.

Снизив магнитное поле в соленоиде в 2 раза (до 1 кГс), с поддувом водорода удалось получить в нем МГД-устойчивую плазму плотностью $\geq 60\%$ от исходной [93, 95]. Ионная температура должна сохраняться. При этом в приосевой области соленоида возможно значение $\beta \geq 33\%$. В [93, 95] приведена оценка $\beta \sim 40-50\%$.

Получение в соленоиде плазмы с высоким β с подавлением крупномасштабной МГД-неустойчивости привязкой плазмы в соленоиде (line-tying) к заправочной кольцевой холодной плазме на торце открывает возможность перехода к МГД-стабилизации плазмы с высоким β стенками вакуумной камеры и эффектом КЛР.

Развитый способ получения горячей МГД-устойчивой осесимметричной плазмы с помощью кольцевой

плазменной пушки весьма полезен для накопления термоядерной плазмы в амбиполярных ловушках.

5. Перспективы амбиполярного термоядерного реактора

К настоящему времени осуществлена квазистационарная мощная термоядерная реакция в замкнутой магнитной ловушке типа токамак. Готовится эксперимент по осуществлению самоподдерживающейся реакции (зажиганию термоядерной плазмы) в токамаке. Планируется демонстрационный реактор на основе токамака.

В термоядерном D-T-реакторе радиационные повреждения материалов стенки, обращенной к плазме (первой стенки), ограничивают срок ее службы тремя-шестью годами [96–98]. Замена стенки на новую каждые три-шесть лет в реакторе-токамаке будет очень сложной, длительной и дорогой. Разработка материалов стенки с многократно повышенной радиационной стойкостью представляется маловероятной. Слаборadioактивный D-³He-реактор едва ли возможен на основе токамака, если в нем не будет существенно повышена средняя величина β . По указанным причинам развитие промышленного термоядерного реактора на основе токамака может оказаться неперспективным.

Несмотря на возможность зажигания термоядерной плазмы и создания демонстрационного реактора на основе токамака, необходимо развитие альтернативных термоядерных систем, в частности на основе амбиполярной ловушки.

Ключевыми проблемами удержания и зажигания термоядерной плазмы в токамаке являются удержание плазмы от ухода поперек магнитного поля, вынос примесей и продуктов реакции поперек поля, возбуждение стационарного продольного многомегаамперного тока и отвод из вакуумной камеры потока энергичных частиц, выходящего из зоны термоядерной реакции, на приемник (дивертор).

В амбиполярной ловушке ключевые проблемы состоят в продольном и поперечном удержании термоядерной плазмы, МГД-стабилизации плазмы в полностью осесимметричной ловушке и в выносе примесей и продуктов реакции поперек магнитного поля.

Естественная стационарность, простая осесимметричная геометрия и отсутствие проблемы с удельной перегрузкой диверторов вытекающим из ловушки потоком энергичных частиц в естественно расширяющихся магнитных полях на концах облегчают развитие амбиполярного термоядерного реактора. Промышленный амбиполярный D-T-реактор может быть перспективным благодаря существенному упрощению, ускорению и удешевлению смены первой стенки. При МГД-стабилизации плазмы в соленоиде проводящими стенками вакуумной камеры и КЛР-эффектом ожидается средняя величина β , близкая к 1. При этом вследствие значительного ослабления магнитного поля в плазме циклотронное излучение электронов с высокой температурой уносит незначительную мощность, поэтому возможно зажигание D-³He-термоядерной плазмы.

Экспериментально продемонстрировано очень хорошее продольное удержание плазмы амбиполярными барьерами в соответствии с классическими предсказаниями [7, 8, 13, 15, 26]. Экспериментально доказана возможность формирования и длительного поддержа-

ния термобарьеров, существенно снижающих энергозатраты на поддержание амбиполярных барьеров [13, 14, 24, 27, 28, 39].

Необходима экспериментальная проверка возможности откачки ионов из стационарных термобарьеров. Основные ионы D^+ и T^+ , захваченные в термобарьеры, можно откачивать обратно в соленоид вдоль магнитного поля, осуществляя возбуждение баунс-колебаний захваченных ионов на параметрических резонансах с помощью коаксиальных витков в плоскости термобарьеров. Генерируемое током в этих витках переменное магнитное поле возбуждает в термобарьерах осцилляции плотности высокоэнергичной и равновесной популяций электронов из-за вмороженности плазмы в магнитное поле. В результате глубина термобарьеров изменяется синхронно с переменным магнитным полем. Соответственно модулируется частота баунс-колебаний. При двойной частоте модуляции происходит резонансная параметрическая раскачка баунс-колебаний ионов в термобарьере (затухание колебаний переходит в раскачку на дне барьера), в результате они выбрасываются в соленоид.

Полная аксиальная симметрия ловушки приводит к снижению неоклассических поперечных потерь плазмы до незначительного уровня. Реально такие потери будут определяться точностью сборки магнитной системы и могут быть ограничены. Поперечный перенос плазмы будет определяться диффузией вследствие турбулентности плазмы. Наиболее опасна в длинном соленоиде дрейфовая низкочастотная неустойчивость плазмы [99], которая может не возбуждаться при высоком β [100] и подавляться широким радиальным электрическим полем. Высокочастотные неустойчивости менее опасны. Это показано, в частности, для электромагнитных волн в ИЦ-диапазоне частот [101].

В поперечном удержании плазмы обнадеживающим обстоятельством является идеальная изометрия осесимметричной ловушки [102], благодаря которой в ней отсутствуют вторичные плазменные токи, текущие вдоль силовых линий магнитного поля, и не могут образовываться магнитные острова и области стохастичности магнитных силовых линий. В связи с этим подчеркнем, что при МГД-стабилизации плазмы в магнитном поле с неблагоприятной кривизной любыми соседними стабилизаторами (встроенными и концевыми МГД-якорями, проводящими торцами, плазмой в запробочных расширителях) могут возникать плазменные токи вдоль магнитных силовых линий, приводящие к турбулентности.

Получены обнадеживающие экспериментальные результаты по поперечному удержанию плазмы в длинном осесимметричном соленоиде установки АМБАЛ-М, где наблюдалась плазма без заметной турбулентности длительностью ~ 1 мс с коэффициентом диффузии $D_{\perp} \sim 3 \times 10^3 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, который только в несколько раз больше классического [92]. На установке ГАММА-10 было реализовано подавление дрейфовой неустойчивости широким электрическим полем и достигнуто поперечное время жизни ионов в керне плазмы соленоида $\tau_{i\perp} \sim 10^4 \tau_{\text{Bohm}}$ [30, 31]. Это соотношение соответствует уровню, достигнутому в лучших токамаках. Здесь измерено также энергетическое время жизни (включающее поперечное) основной популяции электронов, оно достигало величины $\tau_{ee} \sim 10^4 \tau_{\text{Bohm}}$ [32, 33].

В качестве основного метода МГД-стабилизации высокотемпературной плазмы в осесимметричной амбиполярной ловушке предлагается стабилизация проводящими стенками вакуумной камеры в комбинации с эффектом КЛР при β , близком к единице (в частности, см. § 3 обзора [51]). Подчеркнем, при такой стабилизации допускается значительный зазор между плазмой и проводящими стенками. Поддержание устойчивой термоядерной плазмы с высоким β в соленоиде амбиполярного реактора означает существенное снижение вакуумного магнитного поля и упрощение соленоидальной реакторной зоны, что позволяет ускорить периодическую смену первой стенки D–T-реактора. Существенным преимуществом обсуждаемого метода является возможность избежать возбуждения продольных плазменных токов при стабилизации, которые могут приводить к усилению поперечной диффузии.

Развитие этого метода тесно связано с исследованиями стабилизации плазмы высокоэнергичными частицами, в первую очередь электронными кольцами (см. обзор [103]). Для осесимметричной магнитной ловушки Г.Л. Берк и др. теоретически показали существование области полной (прочной) стабилизации плазмы с горячими ионами и с β , превышающим достаточно высокое пороговое значение [78]. В частности, для глобальной моды $m = 1$ условие устойчивости при радиусе плазмы r_p , равном радиусу стенки r_w , имеет вид (без точного вычисления интегралов по длине)

$$G_{\text{wall}}^{[1]} \approx \frac{1}{16} \frac{1}{\beta_{\perp} (1 - \beta_{\perp})^2} \left(\frac{4p_{\perp}}{p_{\perp} + p_{\parallel}} - \beta_{\perp} \right) \left\langle \left(\frac{\partial \beta_{\perp}}{\partial z} \right)^2 \right\rangle r_v R_v \approx \approx \frac{1}{8} \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} \left(\frac{4p_{\perp}}{p_{\perp} + p_{\parallel}} - \beta_{\perp} \right) \frac{\beta_{\perp}}{(1 - \beta_{\perp})^2} > 1, \quad (9)$$

где $\beta_{\perp}$ — значение поперечного β во внутренней области плазмы, $p_{\perp}$ и $p_{\parallel}$ — поперечное и продольное давление плазмы, R_v — радиус кривизны вакуумного магнитного поля на радиусе r_v ($r_v R_v \approx \text{const}$). Из этого условия видно, что с ростом анизотропии плазмы $p_{\perp}/p_{\parallel}$ величина G_{wall} резко возрастает, а минимальное нужное для устойчивости (пороговое) β существенно уменьшается. При $r_w > r_p$ пороговое значение β возрастает с увеличением зазора $r_w - r_p$.

Для обеспечения полной (прочной) стабилизации необходимо выполнить второе условие

$$G_{\text{FLR}}^{[2]} \sim \frac{3}{2} \frac{\beta}{1 - \beta_{\perp}} \frac{R_{vs} \rho_{\perp v}^2}{r_p^2 \Delta} > 1, \quad (10)$$

где Δ — радиальная протяженность спада давления плазмы ($\Delta \ll r_p$), R_{vs} — радиус кривизны вакуумного поля на радиусе $r_w = r_p$, $\rho_{\perp v}$ — поперечный гирорадиус горячих ионов в вакуумном магнитном поле.

Результаты теоретического анализа [78] позволяют надеяться, что при выполнении условий полной (прочной) стабилизации плазмы проводящими стенками и эффектом КЛР, когда не только подавляются МГД-подобные и дрейфово-компрессионные неустойчивости, но и не возбуждаются волны с отрицательной энергией, низкочастотная электромагнитная турбулентность будет на очень низком уровне.

Анализ стабилизации проводящими стенками баллонной моды $m = 1$ плазмы с $\beta \sim 1$ в центральном

соленоиде осесимметричной амбиполярной ловушки был проведен Кайзером и Перлстейном [79]. Получено баллонное уравнение с учетом КЛР-эффектов. Для ступенчатого радиального профиля давления выведено дисперсионное уравнение, которое при $r_p = r_w$ в работе [104] было записано для изотропной плазмы в виде

$$\int_{-z_m}^{z_m} \left[\left(\frac{B'_v}{B_v} \right)^2 \frac{\beta}{(1-\beta)^2} \left(\frac{3}{2} - \beta \right) \left(\beta - \frac{1}{2} \right) - \frac{\omega^2 \rho}{B_v^2} \right] dz = 0, \quad (11)$$

где $B'_v = \partial B_v / \partial z$, ω — собственная частота, ρ — массовая плотность плазмы.

В работе [104] Ли, Кеснер и ЛоДестро показали возможность улучшения МГД-стабилизации плазмы в длинном соленоиде амбиполярной ловушки мелкомасштабной гофрировкой магнитного поля, предложенной Д.Е. Болдуином. В приведенном уравнении (11) из [104] имеется множитель $B_v'^2$, среднее значение которого в длинном соленоиде при гофрировке становится достаточно большим: $B_v'^2 \propto B_r^2 N^2$, где B_r — амплитуда повышений магнитного поля в гофрах (ограничивается требованием $\beta > 1/2$ в максимумах поля), N — число гофров в соленоиде (ограничивается геометрией катушек). Были проведены численные расчеты пороговой величины β в зависимости от гофрировки для различных пробочных отношений центрального соленоида и различных зазоров между плазмой и стенкой. При пробочном отношении 5–10, $r_w \sim 1,3r_p$ и $N \approx 20$ –30 пороговое значение $\beta \sim 0,7$. Приведенные условия стабилизации проводящими стенками рассчитаны для плазмы с резкой границей ($\Delta \ll r_p$). Когда давление плазмы на периферии плавно спадает с радиусом, стабилизирующее воздействие проводящих стенок ослабевает. В работе [105] на основе результатов [79, 104] для некоторого класса радиальных профилей давления в соленоиде (без пробок) получены зависимости порогового β для устойчивости моды $m = 1$ от толщины периферийного переходного слоя при различных значениях r_w/r_p . При изменении периферийного профиля давления от резкой границы до плавного перехода толщиной порядка радиуса плазмы при $r_w = 1,3r_p$ пороговое значение β возрастает от 0,6 до $\sim 0,82$.

Гофрировка магнитного поля может улучшить стабилизацию проводящими стенками не только МГД-моды $m = 1$, но и азимутальных мод $m \geq 2$, поскольку и для них

$$G_{\text{wall}}^{[m]} \propto \left(\frac{\partial \beta_{\perp}}{\partial z} \right)^2 = 4\beta^2 \left(\frac{B'_v}{B_v} \right)^2.$$

Для мод $m \geq 2$ растет также вклад в стабилизацию эффекта КЛР: $G_{\text{FLR}}^{[m]} \propto m^2 - 1$.

Таким образом, мелкомасштабная гофрировка дает усиленный вклад локальных значений $\beta > 1/2$ в интеграл устойчивости и может обеспечить независимую МГД-стабилизацию плазмы в центральном соленоиде амбиполярной ловушки. В минимуме магнитного поля в каждом гофре обратно пропорционально полю повышается линейная плотность диамагнитного тока для поперечного удержания плазмы с постоянным по длине давлением. Полоидальные поля локально усиленных диамагнитных токов ограничивают быстрые поперечные смещения плазмы к проводящим стенкам вакуумной камеры.

Если даже не выполняется условие прочной стабилизации $G_{\text{FLR}}^{[2]} > 1$ в каждом отдельном гофре, в целом, в гофрированном соленоиде эффект КЛР может быть достаточным для подавления высших мод и для придания первой моде жесткой пространственной структуры. М.Н. Розенблют и др. показали, что в слабо нестабильной плазме инкремент желобковой неустойчивости ω согласно гидродинамической теории может быть много меньше ионной циклотронной частоты ω_{ci} и поэтому возможна полная стабилизация плазмы эффектом КЛР при $kr_i < 1$, поскольку может быть выполнено условие $(kr_i)^2 > \omega/\omega_{ci}$, где k — волновое число неустойчивости [106]. Однако в [106] исследовалась слабо нестабильная плазма с невысоким β в обычном пробкотроне, поэтому вопрос о возможности прочной стабилизации плазмы с высоким β в длинном гофрированном соленоиде эффектами КЛР остается открытым.

Хотя стабилизация плазмы осуществляется локально в каждом гофре, продольные плазменные токи между гофрами не возникают вследствие благоприятной кривизны полей между гофрами. Из [105] следует, что продольные токи могут отсутствовать и на торцах гофрированного соленоида с пробками.

Поскольку стабилизация плазмы проводящими стенками происходит только при β больше порогового значения, необходимо иметь возможность накапливать плазму до порогового β без развития ее неустойчивости. Хотя может существовать полоса устойчивости по β при его значениях ниже порогового, при подходе к пороговому значению всегда существует полоса неустойчивости [78]. Плазма в центральном соленоиде при ее накоплении может стабилизироваться устойчивой плазмой в концевых пробкотронах. При этом возникнут продольные плазменные токи, которые могут усилить поперечные потери плазмы. Однако в период накопления плазмы допустимы ее повышенные поперечные потери. Имеется несколько способов накапливать устойчивую плазму в концевых пробкотронах с β больше порогового. В [78] предложено кратковременно возбуждать в пробкотронах поперечные мультипольные магнитные поля. Благодаря эффекту КЛР для стабилизации плазмы допускается большое число полюсов, в результате при включенных в период накопления импульсных мультипольных обмотках нарушение цилиндрической геометрии плазмы будет небольшим.

Другой способ состоит в использовании "кинетических" стабилизаторов, предложенных Р.Ф. Постом [107, 108], которые обеспечивают динамическое поддержание популяции тяжелых ионов в области с благоприятной кривизной запробочного магнитного поля (экспандера). Ионы инжектируются во внешний торец экспандера по коническим круто сходящимся силовым линиям, которые переходят в другой конический, но более пологий участок поля, переходящий в крайнюю пробку. В промежуточной области между коническими участками магнитное поле имеет большую благоприятную кривизну. Пучки ионов сжимаются и тормозятся сходящимся магнитным полем, а затем отражаются в области с благоприятной кривизной, где их плотность достигает максимума. Эта плотность может быть на много порядков ниже плотности плазмы в концевых пробкотронах, тем не менее она может оказаться достаточной для подавления МГД-неустойчивостей в пробкотронах [108]. В основу концепции кинетического стабилизатора

легли предложение Д.Д. Рютова и В.В. Мирнова стабилизировать желобковую неустойчивость в газодинамической ловушке (ГДЛ) плотным потоком плазмы из ловушки в запробочном магнитном поле с благоприятной кривизной [109] и последующие эксперименты на ГДЛ, в которых это предложение было успешно реализовано [110, 111].

Поддерживать устойчивость плазмы при накоплении до порогового β в осесимметричной ловушке можно за счет усиленного эффекта привязки (line-tying) к коротковременно включаемым кольцевым источникам низкотемпературной плазмы на торцевых плазмодирижерах. Этот метод изучен в экспериментах на АМБАЛ-М в Новосибирске [84, 93, 95].

Из-за конечной проводимости стенок затухание наведенных в них токов приводит к медленному поперечному дрейфу плазменного столба. Инкремент этой медленной неустойчивости $\gamma_{sl} \sim c^2/4\pi\sigma d_w r_w$ (где σ и d_w — удельная проводимость и толщина стенок) много меньше характерных МГД-частот [112]. Стабилизация этой неустойчивости может осуществляться, например, эффектом line-tying к кольцевым газоразрядным ячейкам с замкнутым холловским током на запробочных приемниках плазмы [74] (при этом продольные плазменные токи могут быть незначительными).

На основе амбиполярной ловушки предлагается реализовать несколько вариантов термоядерного D–T-реактора [113], которые различаются в основном устройством концевых пробкотронов для продольного удержания плазмы и способами МГД-стабилизации. Концевые пробкотроны могут быть одинарными и двойными. В простейшем случае в одинарных пробкотронах удерживающий потенциал φ_c формируется повышенной плотностью ионов в них (рис. 11). Энергозатраты на поддержание этой запирающей популяции ионов (и плазмы в целом) пропорциональны квадрату ее плотности. В одинарных пробкотронах с термобарьерами (рис. 12), развитых в экспериментах TMX-U и GAMMA-10, мно-

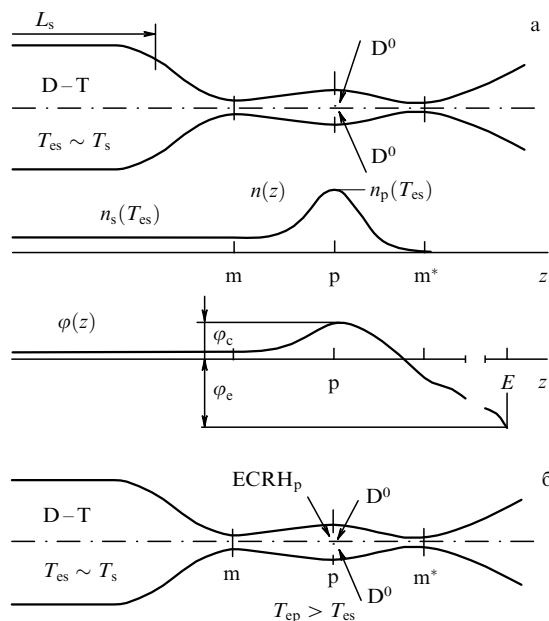


Рис. 11. Исходная схема концевой пробкотрона без (а) и с ЭЦР-нагревом (б).

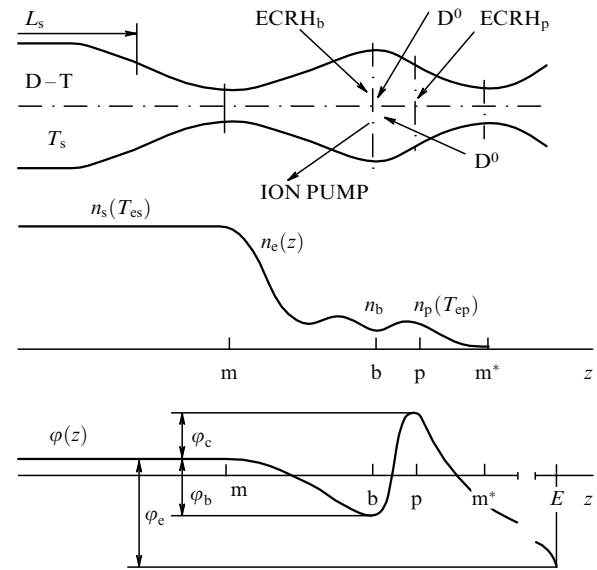


Рис. 12. Схема одинарного пробкотрона с термобарьером.

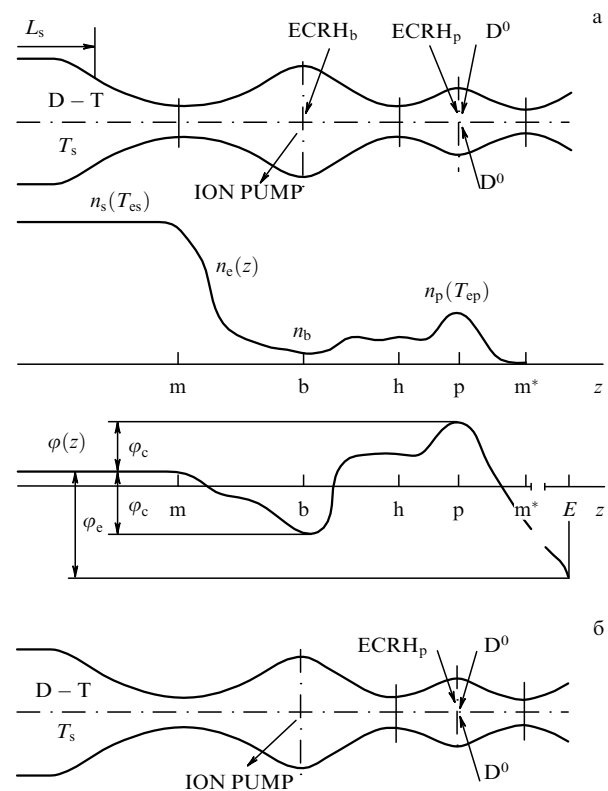


Рис. 13. Схема двойного концевой пробкотрона с термобарьером с ЭЦР-нагревом в нем (а) и без (б).

гократно снижается необходимая плотность плазмы в удерживающих ионных барьерах, соответственно уменьшаются энергозатраты. Плотность плещущихся ионов в термобарьерах близка к их плотности в ионных барьерах, в результате плотность высокоэнергичных электронов в термобарьерах становится порядка и даже выше плотности плазмы в ионных барьерах. В двойных пробкотронах (рис. 13) термобарьеры с откачкой захватываемых в них ионов и ионные барьеры формируются в

отдельных пробкотронах. Поэтому в них возможно любое соотношение плотностей плазмы в термобарьерах и ионных барьерах.

Преимущество одинарных пробкотронов с термобарьерами перед двойными состоит в уменьшенной длине ионных барьеров и концевых частей ловушки в целом.

В двойных пробкотронах ионные барьеры и термобарьеры разделены промежуточной магнитной пробкой, электроны в ионных барьерах с эффективной температурой $T_{\text{эфф}} > T_{\text{ес}}$ удерживаются не только в электрической, но и в симметричной магнитной яме. ЭЦР-нагрев этих электронов на резонансной средней плоскости не сопровождается их смещением вдоль магнитного поля силой Лоренца, они получают продольную скорость только из-за углового рассеяния. Поэтому в двойных пробкотронах можно ожидать увеличения времени жизни электронов в ионных барьерах и более эффективного их нагрева. Средняя плотность пролетных электронов, охлаждающих энергичные электроны в ионных барьерах, может понизиться. Амбиполярные ионные барьеры в двойных пробкотронах будут более устойчивыми. В двойных концевых пробкотронах имеется возможность оптимизировать продольное распределение плещущихся ионов в ионных барьерах с целью избежать циклотронные неустойчивости как в средней плоскости пробкотронов, так и в крайних областях остановки ионов. Плотность высокоэнергичных электронов в термобарьерах может быть понижена до минимальной, а плотность плазмы в ионных барьерах может быть независимо оптимизирована для увеличения захвата ионов из инжектируемых атомарных пучков. В отличие от одинарных в двойных пробкотронах высокоэнергичные электроны из термобарьеров не рассеиваются в ионные барьеры и не повышают мощность, потребляемую ионными барьерами [11]. В результате в ловушках с термобарьерами потребление энергии двойными пробкотронами меньше по сравнению с одинарными, несмотря на большую в 2 раза длину. Если бы удалось поддерживать плещущиеся ионы с энергией до $\sim 0,5$ МэВ ИЦР-нагревом, то стало бы возможным понизить плотность плазмы до минимума и в ионных барьерах и соответственно уменьшить энергозатраты.

Коэффициент усиления мощности Q , равный отношению выделяемой ядерной мощности реактора к мощности, потребляемой его концевыми пробкотронами, должен превышать минимальное значение Q_{min} (плазменный коэффициент усиления мощности в солениоде $Q_{\text{pl}} \gg Q$). При $Q = Q_{\text{min}}$ термоядерный реактор производит только тепловую энергию, вся получаемая электроэнергия используется на поддержание работы реактора. Значение Q_{min} зависит от КПД систем реактора и станции, и без прямого преобразования энергии вытекающей плазмы в электрическую $Q_{\text{min}} = 2,6 - 3,6$. Мощность вытекающего из концов ловушки потока высокоэнергичных частиц плазмы в D-T-реакторе составляет около 15 % термоядерной мощности. Соответственно в реакторе с прямыми преобразователями $Q_{\text{min}} = 2,3 - 3,1$. Необходимый коэффициент усиления мощности определяется допускаемой долей κ от вырабатываемой электрической мощности, расходуемой на поддержание реактора: $Q = Q_{\text{min}}/\kappa$. Выгодно обеспечить $\kappa \ll 1$, возможная величина $Q = 15 - 20$.

Расчеты амбиполярной ловушки с простейшими одинарными пробкотронами без дополнительного подогрева электронов и с подогревом [4, 60] показали: при ограничении длины ловушки двумя сотнями метров и магнитного поля в пробкотронах 15 Тл возможно достижение коэффициента $Q \approx 5$. Для повышения $Q > 5$ необходимо в сильной степени увеличивать длину солениода и усиливать магнитное поле в пробкотронах. В последнее время Р.Ф. Пост предложил в полностью осесимметричных ловушках использовать простейшие концевые пробкотроны (без термобарьеров) с намного более сильными магнитными полями (до ~ 30 Тл) [108]. При этом существенно уменьшаются объемы плотной запирающей плазмы и энергозатраты на поддержание этой плазмы становятся относительно небольшими, несмотря на ее очень высокую плотность. Высокое пробочное отношение солениода обеспечивается без дроссельных катушек большим полем пробкотронов. Достаточно высокий коэффициент Q достигается при длине ловушки ~ 100 м.

В LLNL в 1986 г. была закончена разработка проекта амбиполярного D-T-реактора MINIMARS с термоядерной мощностью 1200 МВт [114]. Реактор состоит из солениода с дроссельными катушками на концах длиной 95 м и двух одинарных октупольных пробкотронов с термобарьерами длиной по 7 м. Вакуумные магнитные поля в солениоде около 3 Тл, в дроссельных катушках 26 Тл и в центрах концевых пробкотронов 1,5 Тл. МГД-стабилизация плазмы в ловушке осуществляется концевыми пробкотронами с октупольными магнитными полями с мантиями из высокоэнергичных электронов и эффектом КЛР. Предусматривается изучить возможность повышения отношения давлений β и усиления МГД-устойчивости проводящими стенками. Благодаря октупольной геометрии концевые пробкотроны достаточно компактны, а форма основной плазмы в них близка к цилиндрической. Основные параметры плазмы в солениоде: плотность $n_s \geq 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, ионная температура $T_{\text{is}} = 29$ кэВ, параметр $\langle \beta_s \rangle = 0,6$, радиус $r_{\text{ps}} = 0,42$ м, нейтронная нагрузка на стенки $2,7 \text{ МВт м}^{-2}$, погонная термоядерная мощность $13,7 \text{ МВт м}^{-1}$. Небольшой радиус плазмы в солениоде (0,42 м) означает, что коэффициент поперечной диффузии плазмы в нем должен быть во много раз меньше, чем в реакторотокмаке. Основным механизмом потерь плазмы из солениода является захват в термобарьеры ионов, пролетающих до ионных барьеров. Захваченные ионы откачиваются поперек в гало. Благодаря дроссельным катушкам плотность плазмы в центре пробкотронов низкая ($\sim 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$), соответственно поглощаемая в пробкотронах мощность небольшая и оценена в 20 МВт. Зато десятки мегаватт мощности затрачиваются на электропитание медных катушек-вставок в дроссельных катушках для усиления магнитных полей. Ограничение проникновения газа в плазму барьеров низкой плотности возлагается на гало.

Автором изучена возможность создания амбиполярного D-T-реактора с гофрированным солениодом без дроссельных катушек и с осесимметричными двойными концевыми пробкотронами [113, 115]. В установившемся стационарном режиме предусматривается удержание плазмы с высоким $\beta_{\perp}$ и ее МГД-стабилизация проводящими стенками вакуумной камеры и КЛР-эффектами как в солениоде, так и в концевых пробкотронах. Магнитное

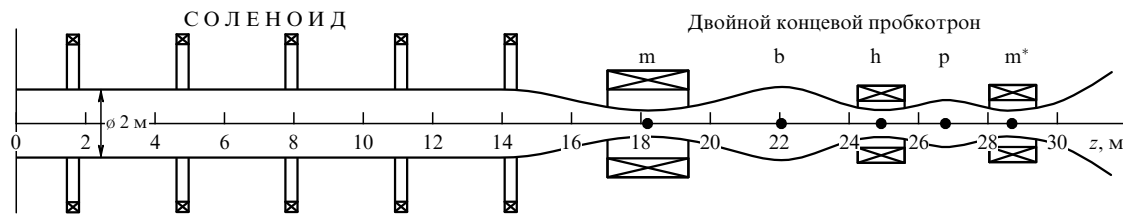


Рис. 14. Магнитная система и геометрия плазмы термоядерного реактора (правая половина).

поле в пробочных катушках ограничено 14–15 Тл. Вакуумное магнитное поле в термобарьерах $B_{bv} = 1,67$ Тл, в ионных барьерах $B_{pv} = 4,3$ Тл. Предусмотрена обратная откачка в соленоид захваченных в термобарьеры ионов. Среднее вакуумное магнитное поле в соленоиде $B_{vs} = 2$ Тл. Основные параметры плазмы в соленоиде: плотность $n_s = 1,5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, температура $T_s = 25 \text{ кэВ}$, $\langle \beta_s \rangle \geq 0,8$, $r_{ps} = 1 \text{ м}$, $r_{ws} = 1,3r_{ps}$, нейтронная нагрузка на стенки $1,8 \text{ МВт м}^{-2}$, погонная термоядерная мощность вместе с ядерной в бланкете 24 МВт м^{-1} [115]. Концевые пробкотроны служат только для продольного удержания термоядерной плазмы в соленоиде. Для зажигания этой плазмы при ее поперечных потерях величиной от незначительных до продольных необходимо обеспечить параметр продольного удержания $n\tau_{\parallel} = (1,8-3,5) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ с созданием в пробкотронах удерживающих барьеров высотой $\phi_c = (3,7-4,2)T_{is}$.

Энергобаланс ловушки зависит от геометрии ее магнитной системы. Поэтому в [113] была рассмотрена технология изготовления компактных сверхпроводящих пробочных катушек для реактора. При изготовлении секционированных катушек из сверхпроводящих $(\text{NbTi})_3\text{Sn}$ и NbTi проводов для работы при температуре 4,4 К с учетом размеров нейтронной защиты возможна общая длина двойного пробкотрона 12,5 м. При плотности плазмы в термобарьерах $n_b \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и в ионных барьерах $n_p \leq 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ мощность, потребляемая концевыми пробкотронами, оценивается на уровне $P_{\text{END}} \leq 2 \times 90 = 180 \text{ МВт}$ (почти вся мощность потребляется через ЭЦР-нагрев в основном на частоте около 40 ГГц) [115]. Выбор повышенной плотности плазмы в ионных барьерах позволил увеличить захват инжектируемых в них дейтронов до 30 %.

Коэффициент усиления $Q = 15-20$ достигается при длине соленоида $L_s \leq 112-150 \text{ м}$. Соответствующая ядерная мощность реактора $P_{\text{FUS}} \leq 2700-3600 \text{ МВт}$. Мощность реактора может быть понижена уменьшением радиуса плазмы, однако при этом ужесточаются допуски на поперечные энергетические потери плазмы. Повышение магнитных полей в концевых двойных пробкотронах позволяет значительно снижать потребляемую пробкотронами мощность и уменьшать длину реактора, а также создавать в них термобарьеры только пролетными ионами спонтанно без ЭЦР-нагрева [81, 113].

Для демонстрации осуществимости амбиполярного D–T-реактора с зажиганием термоядерной плазмы рационально построить экспериментальный реактор с укороченным центральным соленоидом ядерной мощностью $\sim 700 \text{ МВт}$ ($Q \approx 4$) [116]. На нем могут проводиться продолжительные исследования самоподдерживающейся термоядерной реакции и испытания материалов и узлов реактора без потребления внешней

электроэнергии за счет использования вырабатываемой ядерной энергии. На рисунке 14 представлена сверхпроводящая магнитная система и геометрия плазмы реактора. Длина соленоида $L_s = 34 \text{ м}$, длина ловушки около 60 м. Общая масса сверхпроводящих катушек с банджами около 300 т, что меньше, чем в стеллараторе LHD, действующем в NIFS (Япония).

Представляется рациональным в первую очередь провести эксперименты на длинном гофрированном соленоиде по получению горячей осесимметричной плазмы с β выше порогового значения для ее МГД-стабилизации проводящими стенками и эффектом КЛР. Если будет получена стабилизированная плазма с высоким β , провести исследования ее турбулентности и поперечного переноса, а также эксперименты по минимизации поперечных потерь.

Существенные преимущества имеют термоядерные реакторы, использующие реакцию



В таких реакторах выгодно осуществлять прямое преобразование энергии протонов и α -частиц в электричество, что повышает КПД электростанций. Главное преимущество состоит в том, что D– ${}^3\text{He}$ -реакция сопровождается нейтронами от сопутствующих реакций с частично пониженной энергией в количестве, в 30 раз меньшем, чем сопровождается D–T-реакция. Благодаря этому срок службы первой стенки по ее радиационному повреждению увеличивается до 100 и более лет. Допуская меньшую радиационную стойкость, можно применять материалы для реактора с минимальной наводимой радиоактивностью, что позволит строить радиационно безопасные термоядерные реакторы [98]. Главный недостаток D– ${}^3\text{He}$ -реакторов связан с тем, что запасы ${}^3\text{He}$ на Земле не могут обеспечить большую энергетику. В 1986 г. Д.Л. Кульчинский с коллегами опубликовал результаты проведенных в США разработок возможности доставки с Луны необходимого для развития термоядерной энергетики количества ${}^3\text{He}$. Оценки показали, что лунный ${}^3\text{He}$ по энергетическому эквиваленту может быть дешевле каменного угля [117].

Удержание в ловушке и зажигание D– ${}^3\text{He}$ -плазмы представляет более сложную задачу по сравнению с D–T-плазмой. Это связано в основном с более высокой рабочей температурой (60–70 кэВ вместо 25 кэВ), скорость термоядерной D– ${}^3\text{He}$ -реакции при этом в ~ 5 раз ниже. При указанной температуре существенную роль играет тормозное и циклотронное излучение электронов. Мощность циклотронного излучения можно снижать, уменьшая магнитное поле в плазме без значительного ослабления удерживающего (вакуумного) магнитного поля, т.е. увеличивая β в основной части плазмы. Само-

поддерживаемая $D-^3\text{He}$ -реакция возможна только при $\langle\beta\rangle \geq 20\%$ [97].

С 1986 г. почти 10 лет И.Н. Головин с сотрудниками развивал концепцию предельно чистого термоядерного $D-^3\text{He}$ -реактора [96–98, 118–120], в том числе концепцию амбиполярного $D-^3\text{He}$ -реактора. Предложен вариант такого реактора в виде гофрированного соленоида длиной около 100 м с вакуумным полем 6 Тл с одинарными концевыми пробкотронами и термобарьерами длиной по 10 м [120]. Магнитное поле в пробках — до 20 Тл, в центре пробкотронов вакуумное поле 5 Тл. Возможные параметры плазмы в соленоиде: плотность ионов $n_{iD} = n_{i^3\text{He}} = 1,75 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, плотность электронов $n_e > 3n_{iD+}$, ионная температура 70 кэВ, электронная температура 60 кэВ, относительное давление замедляющихся α -частиц и протонов $\beta_{\text{ash}} = 0,3$, суммарное $\langle\beta\rangle = 0,9$, радиус плотной плазмы $r_p = 1$ м, радиус вакуумной камеры $r_w = 1,25$ м, погонная термоядерная мощность 34 МВт м^{-1} . В концевых пробкотронах поддерживается популяция плещущихся протонов с энергией ≥ 500 кэВ. Относительное давление нагреваемых в термобарьере электронов вместе с протонами $\beta_b \approx 1$. МГД-стабилизация осуществляется проводящими стенками и эффектом КЛР. Высота ионных барьеров $\varphi_c \approx 280$ кВ, глубина термобарьеров $\varphi_b \approx 260$ кВ. Мощность, потребляемая в концевых пробкотронах, оценена на уровне $P_{\text{END}} \approx 2 \times 100 = 200$ МВт. Коэффициент усиления реактора $Q \geq 15$, его термоядерная мощность $P_{\text{FUS}} = 3400$ МВт.

Амбиполярный $D-^3\text{He}$ -реактор представляет интерес для будущих межпланетных перелетов в качестве источника энергии и плазменного реактивного двигателя [121]. В гофрированном соленоиде катушки могут занимать только $\sim 10\%$ его длины, значительная часть излучения и нейтронов из термоядерной зоны может уходить через тонкую проводящую оболочку прямо в космос, остальная часть может переизлучаться оболочкой. Возможность прямого преобразования почти всей кинетической термоядерной энергии в электрическую позволяет значительно снизить тепловыделение. Проблема сброса тепловой энергии с космического корабля существенно упрощается. Однако для полета на Марс мог бы быть использован реактор с ограниченной массой ~ 200 т мощностью < 100 МВт, что требует уменьшения радиуса плазмы в соленоиде, снижения коэффициента усиления Q и создания достаточно легкой (если это возможно) сверхпроводящей магнитной системы. Имеются большие сомнения, что можно ограничить массу реактора.

6. Заключение

В заключение следует отметить, реализация амбиполярного $D-T$ -реактора потребует большой и сложной экспериментальной работы по многократному повышению параметров плазмы в амбиполярной ловушке до уровня реакторных значений. В экспериментах необходимо увеличить плотность удерживаемой амбиполярными барьерами плазмы в соленоиде в ~ 50 раз, высоту удерживающих амбиполярных барьеров в ~ 50 раз, электронную температуру в соленоиде в ~ 100 раз, энергетическое время жизни плазмы в соленоиде не менее чем в 10 раз. Предстоит также экспериментально подтвердить возможность МГД-стабилизации осесим-

метричной плазмы проводящими стенками и возможность обратной откачки ионов из термобарьеров в соленоид.

При этом следует иметь в виду, что проблема создания термоядерного реактора на базе токамака потребовала около 50 лет упорных исследований по физике высокотемпературной плазмы. Экспериментально пройден большой путь, начиная от создания небольших установок и кончая сооружением современных грандиозных машин [122]. Результаты восхитительны, физика удержания плазмы в токамаке чрезвычайно богата. Для реализации зажигания термоядерной плазмы остается увеличить еще на порядок время удержания ее энергии. Преодоление этого физического порога в решении проблемы УТС планируется осуществить в первом экспериментальном реакторе на основе токамака ITER с очень большим объемом термоядерной плазмы [122].

Объем проведенных исследований плазмы и полученных результатов по физике ее удержания в амбиполярной ловушке существенно меньше, чем в токамаке. Тем не менее, используя огромный объем экспериментальных результатов на токамаках и развитые методы исследований, можно реализовать зажигание и длительное горение $D-T$ -плазмы в более простом экспериментальном амбиполярном реакторе в более короткие сроки. Пути преодоления всех ключевых проблем для осуществления такого проекта видны.

Наблюдаемое ограничение плотности плазмы в соленоиде обсуждалось в разделе 3. Оно связано, в основном, с воздействием пролетного потока плазмы из соленоида на энергичные электроны в ионных барьерах. Последние передают много энергии пролетным электронам (мощность, потребляемая в реакторе на ЭЦР-нагрев пролетных электронов в ионных барьерах, в [113, 115] оценивается в 2×9 МВт). В результате при повышении плотности плазмы в пробках соленоида ионные барьеры падают. Для повышения предела этой плотности необходимо увеличивать мощность ЭЦР-нагрева в ионных барьерах. Предел по плотности не должен зависеть от длины соленоида и должен возрастать с повышением температуры электронов в соленоиде.

В открытых ловушках область удерживаемой горячей плазмы вдоль магнитного поля прямо связана с холодными плазмоприемниками на торцах. Иногда из этого делают заключение о неизбежном быстром охлаждении электронов удерживаемой плазмы вследствие высокой продольной электронной теплопроводности. В действительности продольные тепловые потери электронов кардинально ограничиваются электростатическими потенциальными барьерами на концах ловушки, если достаточно мала вторичная электронная эмиссия из плазмоприемников [123]. Эти электронные барьеры образуются поляризацией плазмы автоматически и обеспечивают равенство числа уходящих электронов числу теряющихся ионов из ловушки. В амбиполярной ловушке высота электронных барьеров, формирующихся в запробочных магнитных полях перед плазмоприемниками, может быть почти в 3 раза больше высоты ионных барьеров (вследствие того, что $m \ll M_i$ и удержание частиц электростатическим барьером хуже в расширяющемся магнитном поле). При уходе из соленоида на плазмоприемник ион уносит энергию $\sim 5kT_i$, а электрон $\sim 12kT_e$ [51]. Это обстоятельство способствует снижению

электронной температуры относительно ионной. В высокотемпературной плазме циклотронное излучение электронов усиливает эту тенденцию. Однако в термоядерной D–T-плазме α -частицы отдают больше половины своей энергии электронам [60] и электронная температура может превышать ионную. При увеличении времени удержания плазмы в соленоиде в любом случае электронная и ионная температуры сближаются.

К драматичному усилению продольных энергетических потерь электронов может привести вторичная эмиссия электронов с плазмодиригаторов [123]. При вторичной эмиссии с коэффициентом $\eta \geq 1$ холодные вторичные электроны, замещающие горячие, могут накапливаться в соленоиде и постепенно снижать электронные барьеры. На очищенной поверхности металлов (Be, Ti, Al) суммарный коэффициент (на ион-электронную пару) вторичной электронной и ионно-электронной эмиссии может достигать величины ~ 2 . Из известных способов подавления вторичной эмиссии электронов наилучшим представляется построение плазмодиригаторов из сегментов, сильно наклоненных к магнитному полю (типа венецианских жалюзи). Электроны со средней энергией в несколько электронвольт, эмитированные почти нормально к магнитному полю, возвращаются сразу на сегменты или отражаются обратно возрастающим магнитным полем. В области перед дебаевским слоем на плазмодиригаторе устанавливается уплотненное продольное распределение потенциала вследствие накопления захваченных электронов из рассеянных пролетных электронов [123]. Отсутствие в этой области сильного электрического поля, отталкивающего вторичные электроны от плазмодиригатора, способствует подавлению электронной эмиссии.

В экспериментах на установке ТМХ без дополнительного нагрева плазмы в соленоиде ее электронная температура была не меньше ионной [7]. На установке ГАММА-10 в режиме с ионными барьерами $\phi_c \sim 1,1$ кВ и слабым ИЦР-нагревом наблюдалась электронная температура на оси соленоида 250 эВ при температуре основной популяции ионов 450 эВ [28]. Максимальная электронная температура в соленоиде 280 эВ была получена на установке ТМХ-U [14, 15]. Во многих открытых ловушках при удержании электронов магнитными пробками достигалась очень высокая электронная температура. В концевых пробкотронах установки ТМХ-U ЭЦР-нагрев позволял поддерживать электронную температуру на уровне 50 кэВ при плотности 10^{11} см $^{-3}$. В концевых пробкотронах ГАММА-10 на оси за десятки миллисекунд устанавливалась температура большинства электронов плотностью около 2×10^{11} см $^{-3}$ на уровне 60 кэВ [124]. Таким образом, высокая продольная электронная теплопроводность не является препятствием для развития термоядерного реактора на основе амбиполярной ловушки.

Автор пользуется случаем выразить глубокую признательность А.Н. Скринскому за поддержку работ и Д.Д. Рютову за поддержку и сотрудничество, приносит благодарность Т.Д. Ахметову, В.И. Давыденко и С.Ю. Таскаеву за полезные обсуждения экспериментов.

Список литературы

1. Будкер Г И, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* Т. 3 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 3

2. Сивухин Д В, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 5 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Атомиздат, 1967) с. 439
3. Pastukhov V P *Nucl. Fusion* **14** 3 (1974)
4. Димов Г И, Закайдаков В В, Кишиневский М Е *Физ. плазмы* **2** 597 (1976)
5. Fower T K, Logan B G *Commun. Plasma Phys. Control. Fusion* **2** 167 (1977)
6. Miyoshi S et al., in *Proc. of the 7th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, Austria, August 23–30, 1978* Vol. 2 (Vienna: IAEA, 1979) p. 437
7. Coensgen F H et al. *Phys. Rev. Lett.* **44** 1132 (1980)
8. Simonen T C et al., in *Proc. of the 8th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* Vol. 1 (Vienna: IAEA, 1981) p. 97
9. TMX Group *Summary of Results from the Tandem Mirror Experiment (TMX)* UCRL-53120 (Ed. T S Simonen) (Livermore, CA: LLL, 1981)
10. Baldwin D E, Logan B G *Phys. Rev. Lett.* **43** 1318 (1979)
11. Cohen R H *Nucl. Fusion* **23** 1301 (1983)
12. Simonen T C et al. *Phys. Rev. Lett.* **50** 1668 (1983)
13. Grubb D P et al. *Phys. Rev. Lett.* **53** 783 (1984)
14. Allen S L et al. *TMX-U Final Report* UCID-20981 (Ed. G D Porter) (Livermore, CA: LLNL, 1988)
15. Corell D L and the TMX-U Group, in *Proc. of the Intern. School of Plasma Physics "Piero Caldirola"* Vol. 2 (Eds S Ortolani, E Sindoni) (Bologna: Editrice Compositori, 1987) p. 679
16. Hooper E B (Jr) et al. *Phys. Fluids* **27** 2264 (1984)
17. Панов Д А, в сб. *Итоги науки и техники* (Сер. Физика плазмы, Т. 8, Под ред. В Д Шафранова) (М.: Атомиздат, 1988) с. 5
18. Рютов Д Д, Ступаков Г В *Письма в ЖЭТФ* **26** 186 (1977)
19. Рютов Д Д, Ступаков Г В, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 13 (Под ред. Б Б Кадомцева) (М.: Энергоатомиздат, 1984) с. 74
20. Borchers R R, Fowler T K, in *Proc. of the 10th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics* Vol. 2 (Moscow, 1981) p. 30
21. Thomassen K I, Karpenko V N *An Axicell Design for the End Plugs of MFTF-B* USID-19318 (Livermore, CA: LLL, 1982)
22. Baldwin D E, Logan B G *Physics Basis for an Axicell Design for the End Plugs of MFTF-B* UCID-19359 (Livermore, CA: LLL, 1982)
23. Karpenko V N, in *Proc. of the ANS Sixth Topical Meeting on the Technology of Fusion* (San Francisco, CA: ANS, 1985)
24. Yatsu K et al., in *Proc. of the Intern. School of Plasma Physics "Piero Caldirola"* Vol. 2 (Eds S Ortolani, E Sindoni) (Bologna: Editrice Compositori, 1987) p. 659
25. Cho T et al. *Nucl. Fusion* **27** 1421 (1987)
26. Cho T et al., in *Proc. of the 12th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* Vol. 2 (Vienna: IAEA, 1989) p. 501
27. Tamano T et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion, Novosibirsk, Russia, 14–18 June 1993* (Ed. A A Kabantsev) (Singapore: World Scientific, 1994) p. 1
28. Miyoshi S et al., in *Proc. of the 13th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* Vol. 2 (Vienna: IAEA, 1991) p. 539
29. Inutake M et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion, Novosibirsk, Russia, 14–18 June 1993* (Ed. A A Kabantsev) (Singapore: World Scientific, 1994) p. 51
30. Mase A et al. *Nucl. Fusion* **31** 1725 (1991)
31. Mase A et al. *Phys. Rev. Lett.* **64** 2281 (1990)
32. Hirata M et al. *Nucl. Fusion* **31** 752 (1991)
33. Cho T et al. *Phys. Rev. A* **45** 2532 (1992)
34. Unutake M et al., in *Proc. of the 14th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* Vol. 2 (Vienna: IAEA, 1993) p. 651
35. Tamano T et al., in *Proc. of the 15th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* Vol. 2 (Vienna: IAEA, 1994) p. 399
36. Yatsu K et al., in *IAEA Technical Committee Meeting "Innovative Approaches to Fusion Energy"* (Pleasanton, CA: IAEA and LLNL, 1997)
37. Yatsu K et al. *Trans. Fusion Technol.* **35** (1T) 52 (1999)

38. Yatsu K *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** A307 (1999)
39. Yatsu K et al., in *Proc. of the 18th IAEA Fusion Energy Conf., Sorrento, Italy, 4–10 October 2000* (Vienna: IAEA, 2000) Paper IAEA-CN-77/EXP1/10
40. Ishii K et al. *Trans. Fusion Technol.* **27** 413 (1995)
41. Cho T et al. *Trans. Fusion Technol.* **39** (1T) 33 (2001)
42. Cho T et al. *Phys. Rev. Lett.* **64** 1373 (1990)
43. Cohen R H *Phys. Fluids* **26** 2774 (1983)
44. Cohen R H *Nucl. Fusion* **21** 209 (1981)
45. Cho T et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 4310 (2001)
46. Cho T et al. *Nucl. Fusion* **41** 1161 (2001)
47. Cho T et al. *Trans. Fusion Sci. Technol.* **47** (1T) 9 (2005)
48. Saito T et al. *Trans. Fusion Sci. Technol.* **47** (1T) 96 (2005)
49. Cho T et al., private communications (will be published) (2005)
50. Пеккер Л С, Препринт № 80-161 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1980)
51. Димов Г И *Физ. плазмы* **23** 883 (1997)
52. Yasaka Y et al., in *Proc. of the 12th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* Vol. 1 (Vienna: IAEA, 1989) p. 727
53. Yasaka Y et al. *Nucl. Fusion* **34** 1263 (1994)
54. Sakai O, Yasaka Y, Itatani R *Phys. Rev. Lett.* **70** 4071 (1993)
55. Yasaka Y, Maruyama A, Takano N *Trans. Fusion Sci. Technol.* **43** (1T) 44 (2003)
56. Hwang S M et al. *Trans. Fusion Technol.* **35** (1T) 99 (1999)
57. Kwon M et al. *Trans. Fusion Sci. Technol.* **43** (1T) 2329 (2003)
58. Kwon M et al. *Trans. Fusion Sci. Technol.* **47** (1T) 17 (2005)
59. Bak J G, Lee S G and Hanbit team *Trans. Fusion Sci. Technol.* **47** (1T) 291 (2005)
60. Димов Г И, Росляков Г В, Препринт № 80-152 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1980)
61. Димов Г И *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (3) 13 (1988)
62. Gilev E A et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion, Novosibirsk, Russia, 14–18 June 1993* (Ed. A A Kabantsev) (Singapore: World Scientific, 1994) p. 485
63. Димов Г И, Кабанцев А А, Таскаев С Ю, в сб. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* Вып. 3 (Гл. ред. Е П Велихов) (М.: Минатом, 1989) с. 58
64. Давыденко В И, Росляков Г В, Савкин В Я *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (2) 67 (1983)
65. Кабанцев А А, Таскаев С Ю *Физ. плазмы* **16** 700 (1990)
66. Димов Г И, Иванов А А, Росляков Г В *Физ. плазмы* **8** 970 (1982)
67. Кабанцев А А, Таскаев С Ю *Физ. плазмы* **18** 635 (1992)
68. Димов Г И и др. *Физ. плазмы* **19** 350 (1993)
69. Гилев Е А и др. *Физ. плазмы* **19** 1187 (1993)
70. Гилев Е А и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** 621 (1993)
71. Рютов Д Д, Ступаков Г В *Физ. плазмы* **4** 501 (1978)
72. Арсенин В В *Физ. плазмы* **8** 484 (1982)
73. Димов Г И, Препринт № 82-150 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1982)
74. Димов Г И, Лысянский П Б, Препринт № 86-102 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1986)
75. Dimov G I, in *Proc. of the Intern. School of Plasma Physics "Piero Caldirola"* Vol. 2 (Eds S Ortolani, E Sindoni) (Bologna: Editrice Compositori, 1987) p. 703
76. Dimov G I, Davydenko V I, Lysyansky P B, in *Contr. Papers 16th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics* Pt. 2 (Milan: EPS, 1990) p. 815
77. Димов Г И *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (1) 19 (1990)
78. Berk H L, Wong H V, Tsang K T *Phys. Fluids* **30** 2681 (1987)
79. Kaiser T B, Pearlstein L D *Phys. Fluids* **28** 1003 (1985)
80. Глявин М Ю и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (4) 65 (1990)
81. Dimov G I, in *Proc. of the Intern. Conf. on Open Confinement Systems for Fusion, Novosibirsk, Russia, 14–18 June 1993* (Ed. A A Kabantsev) (Singapore: World Scientific, 1994) p. 23
82. Belkin V S et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Open Confinement Systems for Fusion, Novosibirsk, Russia, 14–18 June 1993* (Ed. A A Kabantsev) (Singapore: World Scientific, 1994) p. 37
83. Akhmetov T D et al., in *Proc. of the 21st European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics* Vol. 1 (Montpellier: EPS, 1994) p. 446
84. Ахметов Т Д и др. *Физ. плазмы* **23** 988 (1997)
85. Ахметов Т Д и др. *Физ. плазмы* **24** 1065 (1998)
86. Ахметов Т Д, Давыденко В И, Таскаев С Ю *Физ. плазмы* **26** 166 (2000)
87. Ахметов Т Д и др. *Физ. плазмы* **24** 1070 (1998)
88. Akhmetov T D et al. *Trans. Fusion Technol.* **35** (1T) 94 (1999)
89. Akhmetov T D, Davydenko V I *Trans. Fusion Technol.* **35** (1T) 121 (1999)
90. Dimov G I, Morozov I I *Rev. Sci. Instrum.* **61** 401 (1990)
91. Akhmetov T D et al. *Trans. Fusion Technol.* **39** (1T) 83 (2001)
92. Ахметов Т Д и др. *Физ. плазмы* **28** 816 (2002)
93. Akhmetov T D et al. *Trans. Fusion Sci. Technol.* **43** (1T) 58 (2003)
94. Cohen B I, Freis R P, Newcomb W A *Phys. Fluids* **29** 1558 (1986)
95. Akhmetov T D et al., in *Proc. of the 30th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, St. Petersburg, July 7–11, 2003* (Europhys. Conf. Abstracts, Vol. 27A, Eds R Koch, S Lebedev) (Mulhouse Cedex: EPS, 2003) P-2, p. 191
96. Головин И Н, Препринт ИАЭ-4885/8 (М.: ЦНИИатоминформ, 1989)
97. Головин И Н *Физ. плазмы* **16** 1397 (1990)
98. Головин И Н, Препринт ИАЭ-5522/8 (М.: РНЦ "Курчатовский институт", 1992)
99. Кадомцев Б Б, Тимофеев А В *ДАН СССР* **146** 581 (1962)
100. Михайловский А Б, Тимофеев А В *ЖЭТФ* **44** 919 (1963)
101. Hojo H et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** 3287 (1993)
102. Сковорода А А, Шафранов В Д *Физ. плазмы* **21** 937 (1995)
103. Berk H L, in *Proc. of the Intern. Conf. on Open Confinement Systems for Fusion, Novosibirsk, Russia, 14–18 June 1993* (Ed. A A Kabantsev) (Singapore: World Scientific, 1994) p. 177
104. Li Xing-Zhong, Kesner J, LoDestro L L *Nucl. Fusion* **27** 1259 (1987)
105. Арсенин В В, Куянов А Ю *Физ. плазмы* **22** 707 (1996)
106. Rosenbluth M N, Krall N A, Rostoker N, in *Nuclear Fusion Supplement* Pt. 1 (Vienna: IAEA, 1962) p. 143
107. Post R F *Trans. Fusion Technol.* **39** 25 (2001)
108. Пост Р Ф *Физ. плазмы* **28** 772 (2002)
109. Мирнов В В, Рютов Д Д *Письма в ЖТФ* **5** 678 (1979)
110. Bagryanskii P A et al., in *Proc. of the Intern. School of Plasma Physics "Piero Caldirola"* Vol. 2 (Eds S Ortolani, E Sindoni) (Bologna: Editrice Compositori, 1987) p. 635
111. Ivanov A A et al. *Trans. Fusion Sci. Technol.* **43** (1T) 51 (2003)
112. Арсенин В В, Куянов А Ю *Физ. плазмы* **22** 478 (1996)
113. Dimov G I *Trans. Fusion Technol.* **35** (1T) 10 (1999)
114. Perkins L J et al. *Fusion Technol.* **8** 685 (1985)
115. Dimov G I *J. Plasma Fusion Res. SERIES* (Japan) **2** 234 (1999)
116. Димов Г И *Письма в ЖТФ* **25** (23) 28 (1999)
117. Wittenberg L J, Santarius J F, Kulcinski G L *Fusion Technol.* **10** 165 (1986)
118. Golovin I N, in *Proc. Workshop on D–³He Based Reactor Studies* (M.: Kurchatov IAE, 1991) p. 5
119. Golovin I N et al., in *Proc. of the Second Wisconsin Symp. on Helium-3 and Fusion Power* (Madison: Univ. of Wisconsin, 1993) p. 107
120. Golovin I N et al. *Trans. Fusion Technol.* **27** 397 (1995)
121. Carpenter S A, Deveny M E, in *Proc. of the Second Wisconsin Symp. on Helium-3 and Fusion Power* (Madison: Univ. of Wisconsin, 1993) p. 279
122. Кадомцев Б Б *УФН* **166** 449 (1996)
123. Ryutov D D *Trans. Fusion Sci. Technol.* **47** (1T) 148 (2005)
124. Saito T et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion, Novosibirsk, Russia, 14–18 June 1993* (Ed. A A Kabantsev) (Singapore: World Scientific, 1994) p. 121

The ambipolar trap

G.I. Dimov

*G.I. Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
prosp. Lavrent'eva 11, 630090 Novosibirsk, Russian Federation*

Tel. (7-383) 339-47 07. Fax (7-383) 330-71 63

E-mail: dimov@inp.nsk.su

Experimental studies between 1978 and 2004 on ambipolar (tandem) mirror traps are reviewed. Results on the formation of ambipolar ion-confining barriers and the formation of thermal barriers for thermally insulating electrons in ion barriers from plasma confined in a solenoid are discussed. Achievements on improving longitudinal plasma confinement and reducing transverse plasma losses in a trap are described. The reasons for the limited density of solenoid plasma in TMX-U and GAMMA-10 machines are discussed. Some results on the MHD stabilization of plasma and on the suppression of plasma microinstabilities are reviewed.

PACS numbers: **28.52.** – s, **52.25.** – b, **52.55.** – s

Bibliography — 124 references

Received 27 May 2005, revised 9 June 2005

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **175** (11) 1185 – 1206 (2005)

Physics – Uspekhi **48** (11) (2005)