

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
Ордена Ленина Сибирское отделение  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

Г.И. Димов

АМБИПОЛЯРНАЯ ЛОВУШКА

ИЯФ 2005-8

Новосибирск  
2005

## Амбиполярная ловушка

*Г.И. Димов*

### Аннотация

В статье описываются основные экспериментальные работы, выполненные на амбиполярных ловушках с 1978 по 2004гг. Приводятся результаты по формированию амбиполярных удерживающих ионы барьеров и по формированию термобарьеров для термоизоляции электронов в ионных барьерах от удерживаемой плазмы в соленоиде. Описываются результаты по улучшению продольного удержания и по поперечным потерям 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 её микронеустойчивости. Обсуждаются перспективы создания амбиполярных термоядерных реакторов.

### Содержание

1. Введение.....	3
2. Основные эксперименты.....	4
3. Последующие эксперименты в Японии и Корее.....	11
4. Экспериментальные работы в Новосибирске.....	17
5. Перспективы амбиполярного термоядерного реактора.....	29
Литература.....	43

---

## 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 её уход через торцы.

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

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

где  $\tau_i$  – время рассеяния ионов,  $T_i$  – температура ионов,  $n$  – плотность ионов,  $\Lambda_i$  – кулоновский логарифм. 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 1975г. в Институте ядерной физики в Новосибирске автором было предложено удерживать плазму от ухода через торцы электрическими амбиполярными барьерами, которые можно поддерживать в двойных пробках на концах длинной соленоидальной ловушки. Если в концевых пробкотронах (между двумя пробками) удерживается плазма с плотностью  $n_p$  больше плотности плазмы в соленоиде  $n_s$ , на концах длинного соленоида по закону Больцмана образуются удерживающие ионы амбиполярные барьеры высотой

$$e\varphi_c = kT_e \ln \frac{n_p}{n_s},$$

где  $T_e$  – температура электронов плазмы. Время продольного удержания бесстолкновительной плазмы в соленоиде амбиполярной ловушки

$$\tau_{\parallel} \sim \tau_i \times \frac{e\varphi_c}{kT_i} \exp \frac{e\varphi_i}{kT_i}.$$

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

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

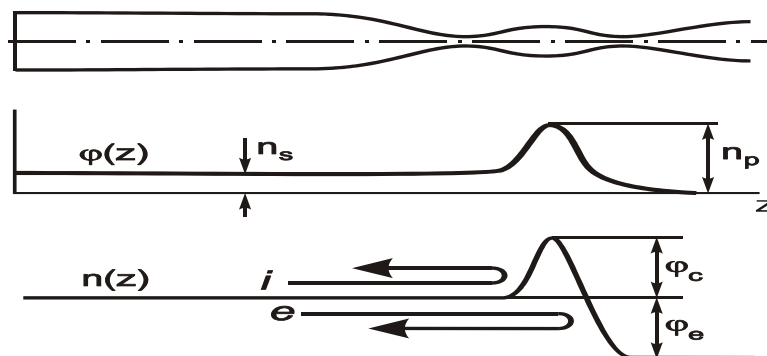


Рис. 1. Схема амбиполярного удержания плазмы в соленоиде.

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

Амбиполярную ловушку независимо предложили в Ливерморе Фаулер Т.К. и Logan Б.Г. в 1976г. Они назвали её Tandem Mirror (тандемной) [5].

## 2. Основные эксперименты

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

В Ливерморской лаборатории им. Лоуренса (LLNL) в исследования амбиполярной ловушки включилась большая группа физиков (Фаулер, Logan, Кенчен, Симонен и др.). В 1978г. ими была запущена тандемная ловушка TMX, схема которой представлена на рис. 2. На этой установке в 1979г. была получена плотная горячая МГД устойчивая плазма длительностью 25 ms и прямыми измерениями было продемонстрировано многократное уменьшение продольных потерь ионов из соленоида концевыми пробкотронами. При этом в

соленоиде относительное давление плазмы  $\beta_s$  было равным 5%, а электронная температура превышала 200 eV. В 1980г. были проведены детальные исследования устойчивости плазмы, формирования амбиполярных барьеров, продольного и поперечного удержания плазмы, энергобаланса и др. Была улучшена МГД устойчивость плазмы в соленоиде, достигнуто максимальное значение  $\beta_s = 40\%$ . Вытекающей из соленоида плазмой в концевых пробкотронах была подавлена наиболее опасная микронеустойчивость – дрейфово-конусная ионно-циклотронная (ДКН). При повышенной плотности плазмы в концевых пробкотронах наблюдалась альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость (АИЦН). Измеренный ионный барьер  $\phi_c$  достигал 300 V.

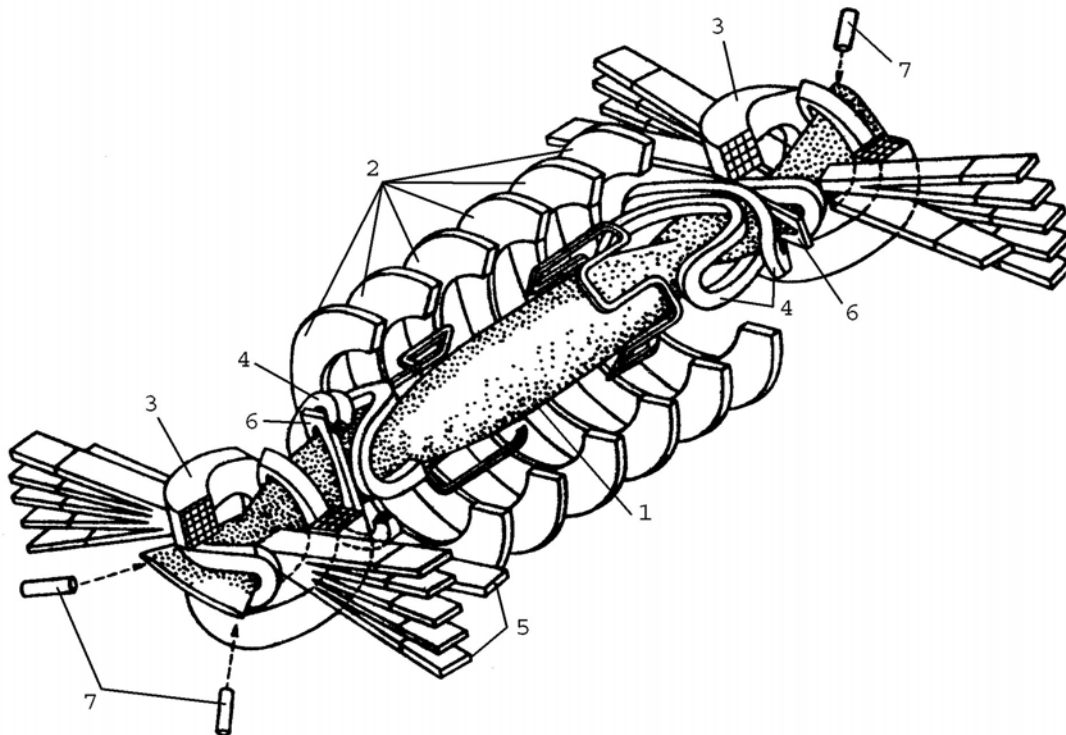


Рис. 2. Схема амбиполярной ловушки ТМХ. 1 – плазма, 2 – катушки соленоида, 3 – катушки типа «бейсбол», создающие квадрупольные магнитные поля с минимумами в центрах концевых пробкотронов, 4 – переходные С-образные катушки, 5 – атомарные инжекторы концевых пробкотронов, 6 – газовые коробки – источники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

Продольное время удержания плазмы амбиполярными барьерами в соленоиде ловушки ТМХ превысило в 9 раз время удержания магнитными пробками [7-9].

Если производить ЭЦР-нагрев в удерживающих барьерах  $\phi_c$  и поддерживать в них электронную температуру  $T_{ep}$  больше температуры электронов в соленоиде  $T_{es}$ , то

$$e\phi_c \sim kT_{ep} \ln \frac{n_p}{n_s}$$

и необходимая величина  $\phi_c$  может быть достигнута при меньшем отношении  $n_p/n_s$ .

В 1979 году Болдуин Д.Е. и Logan Б.Г. [10] предложили между соленоидом и удерживающими ионы амбиполярными барьерами создавать отрицательные барьеры глубиной  $\Phi_b$  для ограничения электронного потока тепла из барьеров  $\Phi_c$  при  $T_{ep} > T_{es}$ , названные термобарьерами. На рис. 3 показана схема амбиполярного запираания плазмы в соленоиде с введением термобарьеров.

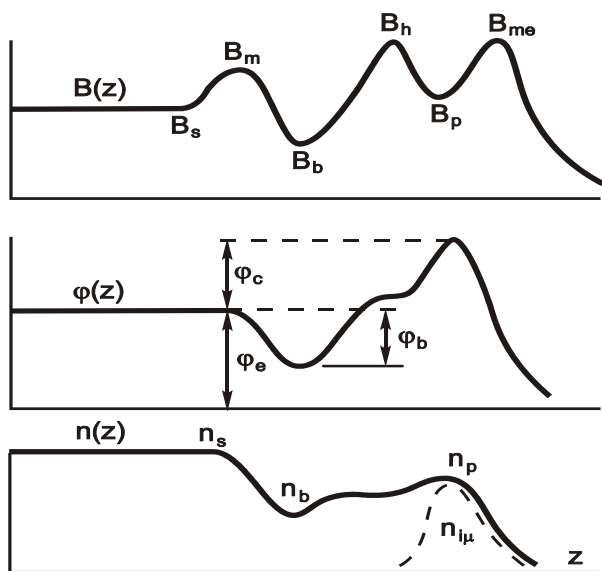


Рис. 3. Схема амбиполярного удержания плазмы в соленоиде с термобарьерами в двойных концевых пробкотронах по [10].

В этом случае[11]:

$$e\Phi_c = kT_{ep} \ln\left(\frac{n_p}{\gamma n_s} \sqrt{\frac{T_{es}}{T_{ep}}}\right) + e\Phi_b \left(\frac{T_{ep}}{T_{es}} - 1\right)$$

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

В 1981-1982гг. 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 1983г. на новой установке были начаты 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, где 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 счёт повышенного времени жизни анизотропной популяции высокоэнергичных электронов (более 80%), образующейся при

резонансном циклотронном нагреве электронов на удвоенной частоте. Вместе с пролётными и захваченными в термобарьер ионами, изотропными и пролетными электронами из соленоида в концевых пробкотронах образуется 7 популяций заряженных частиц. Тем не менее концепция формирования барьеров в такой многокомпонентной плазме не является противоречивой. Имеется относительно жесткий каркас всей совокупности частиц из 2-х 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  $n_s \sim 0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  были сформированы термобарьеры с наблюдаемым увеличением продольного времени удержания ионов в соленоиде в 10 раз в течение  $\leq 10 \text{ ms}$  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 kV и 1.5 kV 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  $n_{sm}$  выше  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  ( $n_s > 1 \div 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) продольное удержание плазмы в соленоиде амбиполярными барьерами самопроизвольно нарушалось [14]. Ионные барьеры и продольное время удержания спонтанно плавно снижались за время 1÷3 ms. Пороговое значение плотности  $n_s$  зависело, в частности, от ИЦР-нагрева в соленоиде. При  $n_s \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  удалось поддерживать термобарьеры  $\Phi_b$  глубиной до 0.7 kV в течении 3 – 5 ms [14]. При плотности плазмы  $n_{sm} \leq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  её продольное удержание амбиполярным барьером было близким к классическому в широком диапазоне  $\tau_{||} \approx 3 - 200 \text{ ms}$  [15]. Создание термобарьеров позволило повысить ионные амбиполярные барьеры  $\Phi_c$  при  $n_p < n_s$  и увеличить продольное время 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 приёмников плазмы по форме расчётных 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 Панова Д.А. [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]. Амбиполярные поперечные потери меньше неамбиполярных, они возрастают при ИЦР-нагреве в солениоде. В режимах с хорошим продольным удержанием поперечные потери были сравнимы с продольными.

Был выполнен большой объём 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 солениоде наблюдались низкочастотные флуктуации плотности, вероятно, МГД возмущения. В концевых пробкотронах наблюдались флуктуации потенциала на частоте  $\sim 130$  kHz. Плещущиеся ионы совместно с пролетными, отражающимися от барьеров  $\Phi_c$ , ионами из солениода существенно улучшили микроустойчивость плазмы в концевых пробкотронах ловушки: в их средней плоскости наряду с ДКН была подавлена и альфвеновская неустойчивость АИЦН. При создании высоких ионных барьеров  $\Phi_c$  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-ом году началось строительство крупной тандемной установки MFTF-B с осесимметричным солениодом с двойными осесимметричными пробками на концах и квадрупольными концевыми пробкотронами для удержания высокотемпературной (15keV) плазмы плотностью около  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  объемом около  $5 \text{ m}^3$  [19-21]. При проектной величине амбиполярных барьеров  $\Phi_c = 30 \text{ kV}$  ожидалось достижение значения параметра удержания  $n_s \tau_{es} \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$  ( $\tau_{es}$  – энергетическое время жизни) и получить D-T термоядерную мощность около 1 MW. После окончания строительства установки MFTF-B в 1987 году [22] экспериментальные работы по амбиполярным ловушкам в США были прекращены из-за сокращения государственного финансирования магнитной термоядерной программы. Были так же закрыты все другие открытые ловушки MMX (Berkeley), LAMEX (Los Angeles), STM (TRW, Inc.), Phaedrus-B (Wisconsin), TARA (Massachusetts), ТМХ-У (Livermore).

В Японии (PRC, University of Tsukuba) в 1981г. приступили к сооружению амбиполярной ловушки GAMMA-10, на которой в 1984г. получены 1-ые экспериментальные результаты.

МГД устойчивость плазмы в ловушке GAMMA-10, как и в предыдущих тандемных, обеспечивается средним минимумом магнитного поля. Но эта амбиполярная ловушка



отличается аксиальной симметрией концевых пробкотронов с плазмоприемниками 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 по  $\sim 10^6$  l/s. На рис. 4 представлен внешний вид этой ловушки.

В 1984-87гг. на GAMMA-10 были получены основные результаты по формированию ионных барьеров и термобарьеров и улучшенному удержанию горячей плазмы [23,24]. При плотности плазмы в соленоиде  $n_s \approx (0.5 \div 2) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  были сформированы устойчивые ионные барьеры высотой до 1 kV с термобарьерами глубиной до 0.7 kV длительностью  $\tau_b \approx 10 \div 3$  ms соответственно. В каждом термобарьере ЭЦР-нагрев мощностью 140 kW позволял создавать популяцию анизотропных электронов со средней энергией 50 – 60 keV. Электронная температура в ионных барьерах превышала примерно в 5 раз температуру в соленоиде и достигала 500 eV.

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

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 1988г. в соленоиде ловушки GAMMA-10 продольное удержание было улучшено более чем в  $10^3$  раз по сравнению с удержанием в классическом пробкотроне, был достигнут параметр продольного удержания плазмы

$$n \tau_{\parallel} \sim 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s} [25].$$

В концевых пробкотронах ловушки к 1992 году амбиполярные барьеры были повышены до 2 kV, а время их поддержания совместно с термобарьерами глубиной до 1.3 kV увеличено до 60 ms [26].

В режиме с высокими амбиполярными барьерами  $\phi_c \leq 1.7$  kV (high potential mode) в центральном соленоиде получены: плотность плазмы  $n \leq 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , электронная температура  $T_e \leq 250$  eV, продольная и поперечная температуры ионов  $T_{i\parallel} \leq 0.45$  keV и  $T_{i\perp} \leq 1.8$  keV соответственно [26,27]. Низкий предел величины максимального относитель-

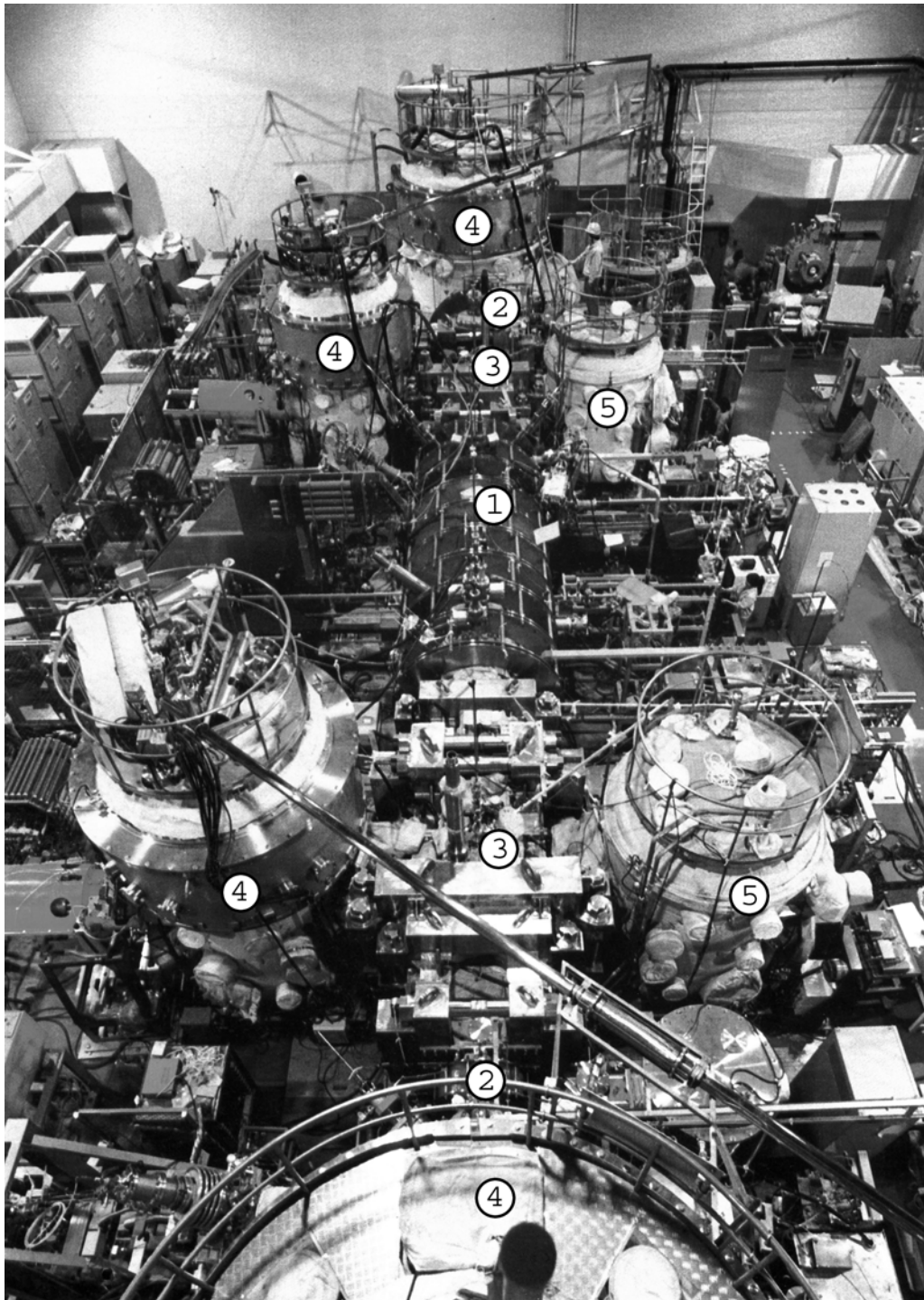


Рис. 4. Общий вид установки GAMMA-10. 1 – соленоид, 2 – концевые пробкотроны, 3 – встроенные МГД-якоря, 4 - гелиевые крионасосы, 5 – приёмники МГД-якорных атомарных пучков.

ного давления изотропной плазмы  $\beta$  по МГД устойчивости в соленоиде на уровне  $\sim 0.5\%$  ограничивал плотность изотропной (удерживаемой амбиполярными барьерами) плазмы. При ИЦР-нагреве плазмы в соленоиде предел по  $\beta_{\perp}$  повышался до  $\sim 2\%$  при  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} \sim 2.5$  и далее возрастал линейно с ростом анизотропии [28]. Однако предел плотности плазмы по

МГД устойчивости с усилением анизотропии не мог возрастать из-за соответствующего увеличения поперечной температуры  $T_{i\perp}$ .

В исходном режиме с высокими амбиполярными барьерами  $\phi_c \geq 1.2$  kV и с последовательным включением ИЦР-нагрева небольшой мощности в центральном соленоиде было достигнуто поперечное время удержания плазмы  $\tau_{\perp} = 0.6 \pm 0.4$  s при плотности плазмы на оси соленоида  $n_s \sim 10^{12}$  cm<sup>-3</sup>, температуре ионов  $T_i = 0.5 - 0.8$  keV, температуре электронов  $T_e = 60 - 120$  eV и  $\beta_{\perp} \leq 0.2\%$  [29,30]. Достигнутое отношение  $\tau_{i\perp} / \tau_{Bohm} \sim 10^4$ , где  $\tau_{Bohm} = (8eB/3cT)a^2$ , было на уровне, имеющем место в лучших токамаках. Измеренное энергетическое время удержания основной популяции электронов ( $T_e \sim 100$  eV)  $\tau_{e\epsilon} > 0.1$  s превышало  $10^3 \tau_{Bohm}$  [31,32]. В этом режиме в соленоиде создавалась плазма с широким профилем диаметром около 40 см и градиентным размером  $a \sim 12$  см. Благодаря высокому значению  $\phi_c$  потенциал на оси соленоида  $\Phi_s \geq 2$  kV и мог повышаться в керне плазмы положительным смещением потенциала центральных кольцевых сегментов кольцевых плазмодриемников по сравнению с плавающим значением. Соответствующее радиальное электрическое поле  $E_r$  с большим широм на периферии плазмы подавляло 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 ms [29]. При  $E_r > 0$  и реальном отклонении  $\Phi_s(\mathbf{r})$  от параболичности  $\partial\omega_E/\partial\mathbf{r} > 0$ , где  $\omega_E = -cE_r/Br$ , неустойчивость Кельвина-Гельмгольца (НКГ) не может развиваться из-за невыполнения условия ее развития  $(\partial n/\partial r)\partial\omega_E/\partial\mathbf{r} > 0$ . Центробежная неустойчивость может развиваться при достаточно большом отрицательном градиенте давления плазмы. При повышенном градиентном размере она может не возбуждаться, что и наблюдалось в экспериментах ( $a = 10$  см  $\rightarrow$  12 см) [29].

### 3. Последующие эксперименты в Японии и Корее

В 1992 г. на установке GAMMA-10 оказалось возможным работать без атомарной инжекции в концевые пробкотроны с относительно низкими амбиполярными барьерами  $\phi_c = 300 - 350$  V, при этом измеренный параметр продольного удержания изотропных ионов упал до  $n\tau_{\parallel} \sim 3 \times 10^{10}$  cm<sup>-3</sup>s [33]. При низких амбиполярных барьерах потенциал

плазмы в центральном соленоиде невысокий, соответственно радиальное электрическое поле близко к нулю, и центробежная неустойчивость не возбуждается [29]. 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 1994г. поперечная ионная температура была повышена до  $T_{i\perp} = 10 \text{ keV}$  при  $T_e = 130 \text{ eV}$  и  $n_s = 2.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . При  $T_{i\perp} = 5.3 \text{ keV}$  и пониженном магнитном поле в соленоиде было достигнуто  $\beta_{\perp} = 5\%$ . Время поперечного удержания энергии  $\tau_{e\perp} \gg \tau_{e\parallel} \sim \tau_e \sim 8 \text{ ms}$  [34].

В "hot ion mode" плотность плазмы в соленоиде была ограничена на уровне  $n_s \sim 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Поэтому был проведен цикл работ по увеличению этой плотности плазмы при:  $T_{i\perp} \sim 4 \text{ keV}$ ,  $T_{i\parallel} \sim 0.4 \text{ keV}$ ,  $T_e = 90 \text{ eV}$  и  $\phi_c \sim 0.35 \text{ kV}$ . В этом режиме высокотемпературные ионы удерживаются в центральном соленоиде магнитными пробками ( $n\tau_{\parallel\text{hot}} \sim 1.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}\text{s}$ ). Время их замедления на электронах  $\tau_{\text{mod}} \ll \tau_{\parallel\text{hot}}$  ( $n\tau_{\text{mod}} \approx n\tau_{\text{dr}} \ln T_{i\perp}/T_{i\parallel} \sim 4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}\text{s}$ ). Измеренный параметр  $n\tau_{\parallel} \sim 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}\text{s}$ . 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  $n_{\text{hot}}$ :  $n_s/n_{\text{hot}} \sim 1 + n\tau_{\parallel} / n\tau_{\text{mod}} \sim 2$ . 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 1997–98 гг. [35–37]. Симметризация радиального профиля потенциала через симметризацию ЭЦРН и ИЦРН, оптимизация этого профиля регулировкой потенциалов кольцевых сегментов плазмодриемников привели к некоторому повышению плотности до  $n_s = 2.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  [38]. 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 уровня  $\beta_{\perp A} \sim 1\%$  и соответственно увеличить плотность плазмы в соленоиде до  $n_s = 4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  ( $\beta_{\perp s} \sim 3\%$ ) [38].

Важнейшим для реакторной перспективы результатом экспериментов на GAMMA-10 является получение и поддержание достаточно устойчивых длительностью до 150 ms амбиполярных барьеров высотой до 0.6 kV (с термобарьерами) с низкой относительной плотностью плазмы в этих барьерах  $n_p \sim 0.1n_s$  [38–40].

Ранее Чо Т. с коллегами на GAMMA-10 провел рентгеновские исследования функции распределения электронов в ионном барьере при ЭЦР-нагреве [41,32]. Оказалось, эта функция имеет плато с максимальной энергией на границе удержания электронов в ионном барьере  $\varepsilon_{\text{sepm}} = \frac{e\varphi_c + e\varphi_b}{1 + B_b/B_p}$ . Такое распределение электронов соответствует их сильному ЭЦР-нагреву, который был проанализирован Коеном Р.Г. [42]. Такой ЭЦР-нагрев в ионном барьере доминирует над рассеянием в столкновениях захваченных в ионный барьер электронов, а ЭЦР-нагрев на 2-ой 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 слабого при сильном ЭЦР-нагреве зависимость высоты ионного барьера  $\varphi_c$  от плотности захваченных в нём электронов  $n_{ep}$  степенная (не логарифмическая), а зависимость от глубины термобарьера  $\varphi_b$  экспоненциальная [42]:

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

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

В ионный барьер одинарного пробкотрона электроны поступают в результате ионизации инжектируемых и франк-кондоновских атомов, в качестве пролётных 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 её, но и снаружи в её окрестности. В результате формируется поток электронов с энергией, превышающей граничную на сепаратрисе  $\varepsilon_{\text{sepm}}$ , в пространство термобарьера и в пролётное пространство. Этот поток электронов усиливается из-за отражения от магнитной пробки.

Отражение электронов при их ЭЦР-нагреве вызывает их уход от резонансной поверхности к центру пробкотрона и 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 пролётные 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 keV и концентрацией в несколько процентов наблюдается в соленоиде [32]. В режиме high potential mode ( $n_s \approx 0.5 \div 1 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ ,  $T_{es}$  to 250eV,  $T_{is} \leq 2 \text{keV}$ ) в основном эта популяция горячих электронов нагревает удерживаемые в соленоиде электроны [32]. В режиме hot ion mode ( $n_s = 1 \div 4 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ ,  $T_e \sim 100 \text{eV}$ ,  $T_i \leq 5 \text{keV}$ ) электроны в соленоиде нагреваются в основном ионами.

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

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

Эта плотность 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:

$$\text{Max} \frac{n_{\text{ipas}}}{n_{\text{sm}}} \approx \exp\left(-\frac{e\varphi_{\text{pasm}}}{kT_i}\right) - \sqrt{1 - B_1/B_m} \exp\left(-\frac{e\varphi_{\text{pasm}}}{kT_{is}} \frac{1}{1 - B_1/B_m}\right),$$

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

В результате плотность ионов и компенсирующих их электронов на склоне ионного барьера зависит от плотности плазмы в соленоиде  $n_{\text{sm}}$ . Большинство захваченных в ионный барьер энергичных электронов пересекается 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

$\varepsilon_{ep}$  на электронах из соленоида с характерным временем  $\tau_{el} = \frac{1}{2\pi\sqrt{2}} \frac{\sqrt{m}}{e^4 \Lambda_c < n_{ipas} >} \varepsilon_{ep}^{3/2}$ .

Для  $\varepsilon_{ep} \sim 1 \text{ keV}$  и  $n_{ipas} \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$   $\tau_{el} \sim 3 \text{ ms}$ . При повышении плотности ионов в ионном барьере усиливается диффузия электронов по продольной скорости из-за рассеяния на ионах, что ослабляет их дрейф из-за 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  $\phi_c$ . Снижение барьера  $\phi_c$  влечёт за собой повышение плотности пролётных ионов в нём и дальнейшее спонтанное его падение, что наблюдалось в экспериментах на ТМХ-У.

Были проанализированы многолетние экспериментальные результаты по формированию барьеров на GAMMA-10 [40,44-46]. Для удерживающего ионного барьера была установлена следующая зависимость:

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

где  $P_{\text{BECR}}$  и  $P_{\text{PECR}}$  – мощности ЭЦР-нагрева в термобарьере и в ионном барьере соответственно,  $c = 9 \div 11$  для hot ion mode,  $c = 7 \div 9$  для high potential mode.

Привлекательным является рост ионного барьера с увеличением мощности ЭЦР-нагрева и обращает на себя внимание спад его высоты по экспоненте 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 [46,47]. Барьер  $\phi_c$  возрастает в соответствии с приведенной экспериментальной зависимостью. При  $P_{\text{PECR}} = 450 \text{ kW}$ ,  $P_{\text{BECR}} = 200 \text{ kW}$  с током атомарной наклонной инжекции в пробкотрон 20 А в hot ion mode был достигнут ионный барьер  $\phi_c = 2.1 \text{ kV}$  [47]. На плазмopриёмник из пролётного пространства поступал двухтемпературный поток энергичных электронов с эффективной температурой, примерно пропорциональной мощности  $P_{\text{PECR}}$ .

На GAMMA-10 не наблюдалось спонтанное нарушение продольного удержания амбиполярными 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 наблюдали снижение их высоты на десятки процентов за  $\sim 30 \text{ ms}$  при повышении линейной плотности плазмы в соленоиде [47].

Таким образом, можно преодолеть нарушение продольного удержания плазмы в соленоиде амбиполярными барьерами и повысить порог её плотности увеличением мощности ЭЦР-нагрева. Что касается скачков потенциала Пеккера в пробкотроне с

термобарьером [48], проиллюстрированных в численных фоккер-планковских расчётах [43], то как показано в §2.4 обзора [49], 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 1988-2002гг в Kyoto University проводились эксперименты на небольшой осесимметричной амбиполярной ловушке NIEI длиной 4.6 m (длина соленоида 1.9 m, магнитное поле в соленоиде до 1 kG, в пробках до 7 kG) [50-53]. Создание плазмы длительностью до 10ms, её МГД стабилизация и формирование барьеров осуществлялись с помощью ВЧ-полей в диапазоне ИЦ-частот. Параметры плазмы в соленоиде:  $n_s = 1 \div 3 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ ,  $T_i = 100 \div 200 \text{ eV}$ ,  $T_e = 15 \div 25 \text{ eV}$ . Формировались ионные барьеры  $\phi_c > 120 \text{ V}$  и термобарьеры  $\phi_b = 30 \div 35 \text{ V}$  [51]. Проведены исследования по подавлению турбулентности и поперечных потерь плазмы смещением кольцевого лимитера в соленоиде до +200V. При этом на периферии наблюдался значительный шир азимутальной скорости плазмы. Флюктуации её плотности снизились в  $\sim 10$  раз. Поперечные потери плазмы уменьшились в  $\sim 3$  раза [52]. В последнее время в соленоиде был реализован магнитный дивертор, который позволил существенно снизить МГД активность желобковой моды  $m = 1$  [53].

На соленоиде установки HANBIT в Korea Basic Science Institute с 1998-го года непрерывно ведутся плазменные эксперименты [54-57]. Соленоид осесимметричный с расстоянием между пробками 5 m, диаметр вакуумной камеры 0.6 m, магнитное поле  $B_s = 2.1 \div 2.4 \text{ kG}$ , поле в пробках  $B_m = 24 \text{ kG}$ . Создание и нагрев плазмы и её МГД стабилизация осуществлялись ИЦР-нагревом с предиионизацией газа ЭЦР-нагревом. Удалось получать плазму с начальным давлением газа в камере  $\sim 10^{-5} \text{ torr}$  без дополнительного поддува. ЭЦР предиионизация производится с помощью клистронов мощностью до 2 kW. Для ИЦР-нагрева установлены щелевая антенна мощностью до 500 kW в средней плоскости соленоида и двухполувитковая антенна мощностью до 100 kW около пробки. Пока производился ИЦР-нагрев мощностью до 200 kW. При недостаточно большой мощности нагрева МГД-устойчивая плазма плотностью  $n_s = 2 \div 3 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$  образуется длительностью  $\sim 150 \text{ ms}$  при частоте ВЧ-поля немного ниже ионно-циклотронной. При мощности около 200 kW (больше 150 kW) образуется достаточно плотная плазма и при частоте ВЧ-поля, равной ионно-циклотронной и даже чуть больше. Диаметр получаемой плазмы  $25 \div 35 \text{ cm}^{-3}$ , ионная температура  $200 \div 300 \text{ eV}$ , электронная температура  $\sim 25 \text{ eV}$ .



#### 4. Экспериментальные работы в Новосибирске

В Институте ядерной физики СО АН СССР в 1977г. началось строительство амбиполярной ловушки со средним  $\min V$  (с квадрупольными концевыми пробкотронами) АМБАЛ [58]. После выхода из строя одного из концевых пробкотронов было принято решение соорудить амбиполярную ловушку в осесимметричной геометрии в специальном достраиваемом здании, а на втором запущенном пробкотроне (установке АМБАЛ-Ю) провести эксперименты по накоплению горячей плазмы. Эти эксперименты были начаты в 1986г. [59].

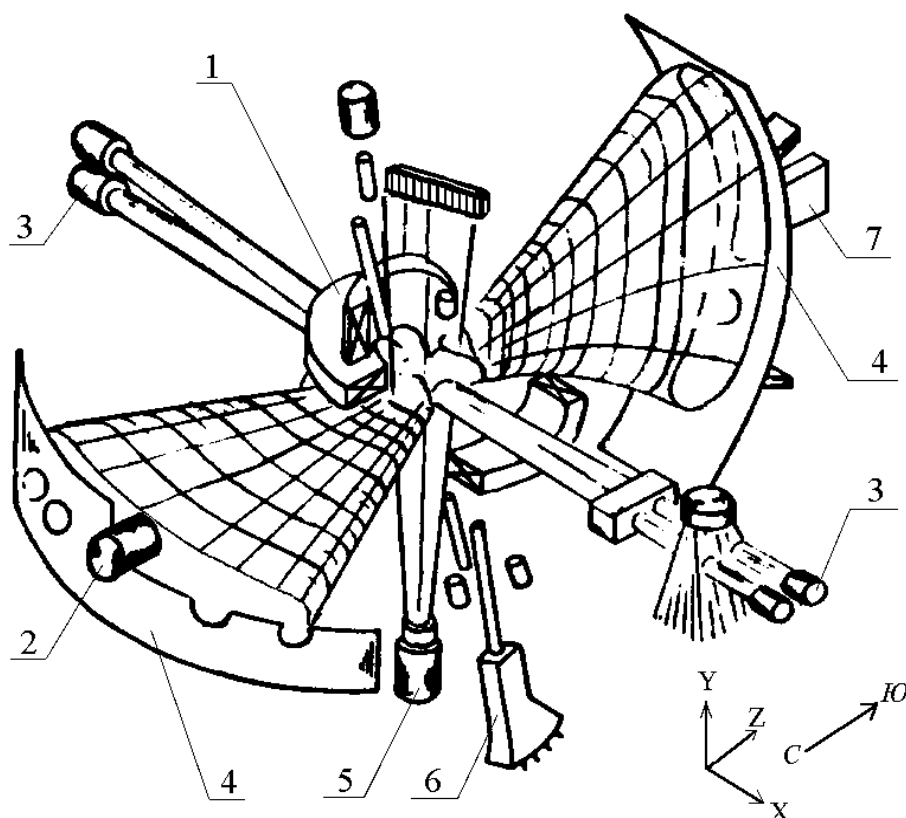


Рис. 5. Установка АМБАЛ-Ю. 1 – пробочные катушки магнитного поля типа Инь-Янь, 2 – плазменная пушка, 3 – инжекторы атомарных пучков СТАРТ-2, 4 - концевые плазмоприёмники, 5 – диагностический атомарный инжектор ДИНА-4А, 6 – пятиканальный энергоанализатор атомов перезарядки, 7 – торцевой энергоанализатор.

Установка АМБАЛ-Ю схематично представлена на рис. 5. Магнитное поле с минимумом в центре пробкотрона ( $7 - 10 \text{ kG}$ ) создаётся парой катушек типа Инь-Янь. Магнитные пробки удалены по оси от центра на  $\pm 0.5 \text{ m}$  и образуются в верных концевых частях поля с пробочным отношением  $V_{\max} / V_0 = 2$ . Верные поля опираются на плазмоприёмники, на одном из которых размещена плазменная пушка. Струя водородной плазмы из этой пушки проходит через магнитную яму, где её 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  $1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , в основном, из-за неустойчивости мишенных плазменных струй из кольцевых пушек [60]. Применение специально разработанной щелевой пушки [61] позволило получать устойчивую мишенную плазму в центре ловушки с сечением, близким к круглому, плотностью  $2,4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  и температурой около 10 eV. Атомарные пучки от 4-х инжекторов СТАРТ-2 [62] с энергией 17 keV и током  $4 \times 40 \text{ A}$  захватывались на этой мишени в ловушку в виде ионов на 50%. Была накоплена высокотемпературная популяция ионов плотностью  $> 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  в объёме 3l со средней энергией 6 keV ( $T_e = 25 \text{ eV}$ ) [60].

Ранее Кабанцевым А.А. и Таскаевым С.Ю. в плазме соленоида с пробкотроном была замечена и исследована низкочастотная ( $\sim 30 \text{ kHz}$ ) дрейфовая неустойчивость желобкового типа, которая была идентифицирована как дрейфовая неустойчивость Кельвина–Гельмгольца (НКГ) [63]. Её возбуждение связано с радиальным нелинейным распределением потенциала, выносимом в плазму вдоль магнитного поля из кольцевой плазменной пушки, представляющей собой газовый разряд в кольцевом диафрагмированном канале, помещённом в соленоиде. [64]. Дрейф в скрещенных магнитном и нелинейном электрическом полях приводит к дифференциальному вращению плазменного столба. Это вращение при определённых условиях неустойчиво и сопровождается возбуждением частотной модуляции радиального электрического поля. Как это было экспериментально показано, с развитием НКГ связан нагрев ионов соленоидальной плазмы до аномально высокой температуры около 50 eV [65]. 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 стохастического нагрева ионов. Достигаемая 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 возможно реализовать с помощью потенциального барьера для электронов (термобарьера) между плазменной пушкой и соленоидом (ловушкой). Термобарьер был осуществлён на установке АМБАЛ-Ю [66]. Щелевая плазменная пушка была заменена на кольцевую с подводимой плазмой соленоидом. На рис.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  $\sim 50$  eV 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 безстолкновительному на этой длине. К центру ловушки плотность плазмы возрастает до  $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

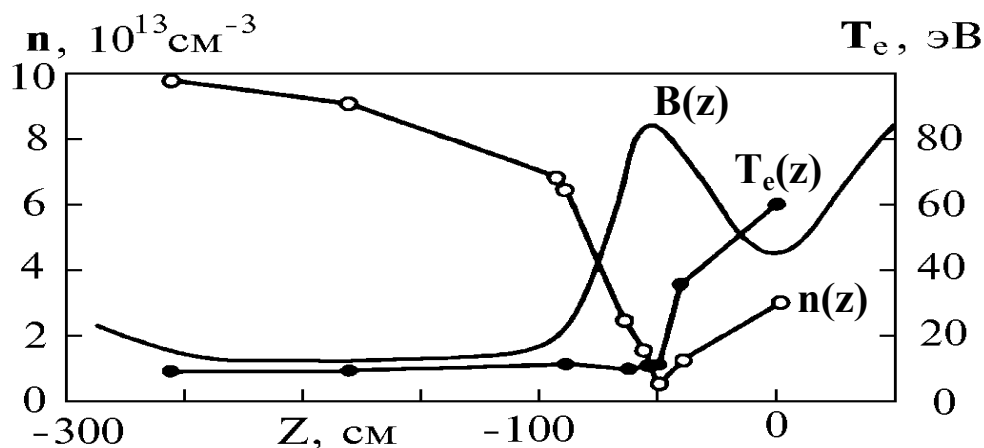


Рис. 6. Распределения магнитного поля  $B(z)$ , плотности плазмы  $n(z)$  и электронной температуры  $T_e(z)$  на установке АМБАЛ-Ю.

На рис. 6 видно, слева от минимума плотности электронная температура постоянна вдоль оси и равна  $\sim 10$  eV. Справа же в ловушке наблюдается значительное увеличение электронной температуры до  $\sim 50$  eV. В минимуме плотности слева должен устанавливаться потенциальный барьер для электронов по распределению Больцмана  $\Delta\phi(n) = kT_e/e \cdot \ln(n/n_{\min})$ . Измеренная высота барьера слева  $\geq 20$  eV подтверждает это. Высота барьера справа  $\sim 150$  eV, 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 этих электронах с многократным повышением их температуры. Измеренная температура ионов водородной плазмы оказалась равной 650 eV [67]. В экспериментах с дейтериевой плазмой при повышенном напряжении на кольцевом разряде в пушке удалось достичь ионной температуры в 930 eV. Такая температура была подтверждена измерением выхода термоядерных нейтронов [67,68]. Плотность плазмы в ловушке  $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, от квазистационарного источника низкотемпературной плазмы ( $T \leq 10 \text{ eV}$ ) без какого-либо дополнительного нагрева получена высокотемпературная плазма ( $T_i \sim 1 \text{ keV}$ ,  $T_e \geq 50 \text{ eV}$ ).

После обнаружения и анализа значительных неоклассических поперечных потерь плазмы в амбиполярных ловушках с мультипольными компонентами [69,18] 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 1963г Андреолетти и Фюрт предложили радиальную магнитную систему с  $\min B$ , однако магнитная яма в ней очень мелкая. В 1982г Арсенин В.В. предложил присоединять к концам длинной ловушки кольцевые изогнутые по радиусу пробкотроны без  $\min B$ , но приводящие к благоприятной средней кривизне ловушки в целом.[70]. Недостаток кольцевых пробкотронов в малой толщине плазмы в гирорадиусах, что неблагоприятно для её микроустойчивости.

Для обеспечения МГД устойчивости в ловушке АМБАЛ-М нами было предложено пристыковать к концам ловушки полукаспы с ионно-горячей колоколообразной плазмой в области адиабатического движения ионов [71,72]. (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 счёт 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 [72]. 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 остаётся МГД устойчивой [71]. Из-за нарушения адиабатичности 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 (жёсткой моды) сохраняется, только условие этой устойчивости ужесточается [72]. Однако 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 ларморовского 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 [72].

На рис. 7 представлена схема установки АМБАЛ-М. Её магнитная система состоит из центрального соленоида длиной 14 м, 2-х концевых пробкотронов с междупробочной длиной 1.7 м и 2-х МГД стабилизаторов (МГД-якорей) в виде полукаспов с расстоянием между пробками вдоль оси 0.26м. Общая длина магнитной системы 21 м. Снизу приведено распределение магнитного поля вдоль установки. Магнитные поля в соленоиде до 4.5 кГ, в пробкотронах до 15 кГ (в пробках до 60 кГ), в полукаспах до 6.7 – 2 кГ (в пробках до 23 кГ). В соленоиде планировалось получить плазму со следующими начальными параметрами: плотность  $\hat{n} \approx 10^{13} \text{cm}^{-3}$ , объём около 1.5 м<sup>3</sup>, температура  $T \geq 100 \text{ eV}$ . Соответственно, в концевых пробкотронах  $\hat{n} \approx 3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$  и  $\langle E_i \rangle \sim 12 \text{ keV}$  ( $T_e \geq 100 \text{ eV}$ ), в полукаспах  $\hat{n} \approx 10^{13} \text{cm}^{-3}$  и  $\langle E_i \rangle \sim 5 \text{ keV}$  [73,74]. Радиус плазмы в пробкотронах около 7-ми гирорадиусов ионов  $D^+$ . Радиальная толщина колоколообразной плазмы в полукаспах 6 см, равная 7-ми гирорадиусам ионов  $H^+$  [73].

Плазма накапливается и поддерживается инжекцией высокоэнергичных атомов, в концевые пробкотроны для захвата в ионы инжектируется по 4-ре пучка атомов дейтерия с энергией 25 keV, а в полукаспы – по 4-ре хорошо сфокусированных пучка атомов водорода с энергией 6 keV [74].

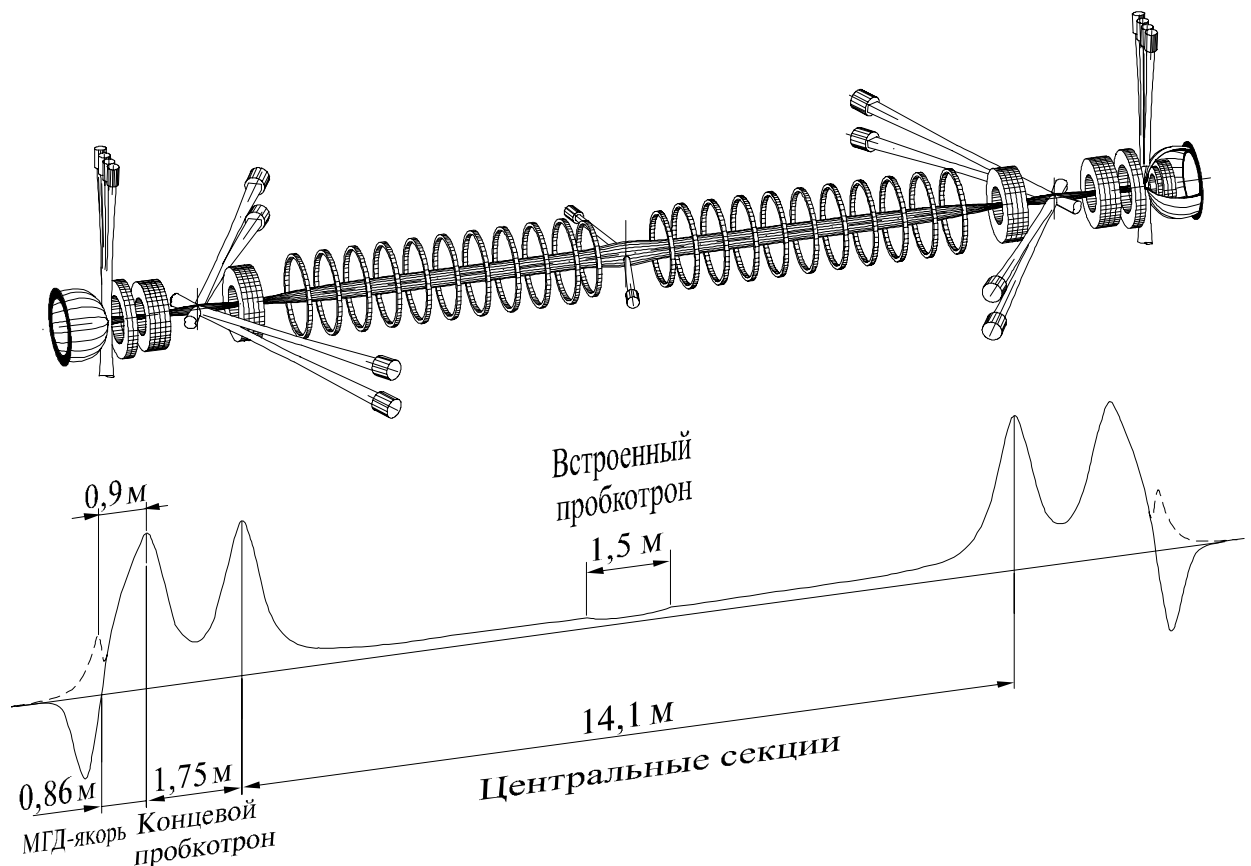


Рис. 7. Схема установки АМБАЛ-М.

Для сохранения глубокого вакуума в пробкотронах инжекция атомарных пучков производится через парамагнитные сверхзвуковые струи, заграждающие прохождение газа из источников быстрых атомов [75]. Длительность инжекции до 100 ms.

Вакуумная система состоит из камеры соленоида ( $L = 12$  m,  $D = 1$  m), камер концевых пробкотронов ( $L = 1.3$  m,  $D = 1.2$  m), камер полукаспов ( $L = 0.8$  m,  $D = 1.6$  m), концевых баков объёмом по  $16$  m<sup>3</sup> и переходников. Общая длина системы 27 m. Все вакуумные узлы перед сборкой обезгаживаются при температуре  $400^\circ\text{C}$ . Для уменьшения коэффициента рециклинга газа вся вакуумная система в сборке может длительно прогреваться до  $250^\circ\text{C}$ , а на внутреннюю поверхность камеры соленоида периодически напыляется плёнка чистого титана. Камеры пробкотронов и полукаспов для поглощения быстрых атомов из плазмы изнутри покрываются прогревными лайнерами из ниобия толщиной 0.3 mm. Основная откачка вакуумных камер производится напыляемыми титаном охлаждаемыми панелями [74,75].

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 [76,77]. 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. В установке АМБАЛ-М было решено изучить МГД стабилизацию проводящими стенками в концевом пробкотроне, осуществив ЭЦР нагрев электронов до высокой температуры [75]. Совместно с ИПФ АН СССР была разработана система двухчастотного циклотронного нагрева электронов двумя необыкновенными СВЧ волнами, подводимыми к плазме под питч-углом  $50^\circ$  [78]. Планировалось нагреть популяцию электронов плотностью  $\sim 10^{13}$  cm<sup>-3</sup> в объёме  $\sim 10$ l до поперечной температуры  $\sim 400$  keV, достигнув  $\beta \sim 0.75$ . При подъёме  $\beta$  стабилизация должна была осуществляться за счет вмороженности плазмы в кольцевые газоразрядные ячейки, встроенные в торцевые приёмники плазмы (описаны в [72]).

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  $\sim 3 \times 10^{13}$  cm<sup>-3</sup> с поперечной температурой  $\sim 10$  keV и  $\beta \sim 1$ . Такой пробкотрон со стабилизацией плазмы проводящими стенками может служить МГД-якорем ловушки [79].

Кроме экспериментов по МГД стабилизации плазмы в осесимметричной геометрии планировалось довести температуру изотропной плазмы в соленоиде АМБАЛ-М до  $\sim 500$  eV

при плотности  $\hat{n} \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , улучшая продольное удержание и дополнительно нагревая плазму в соленоиде.

В 1993г. состоялся запуск одной концевой системы (1-я очередь установки АМБАЛ-М) [80]. На рис. 8 она представлена в плане. Здесь к концевому пробкотрону слева вместо соленоида пристыкован 2-ой 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.

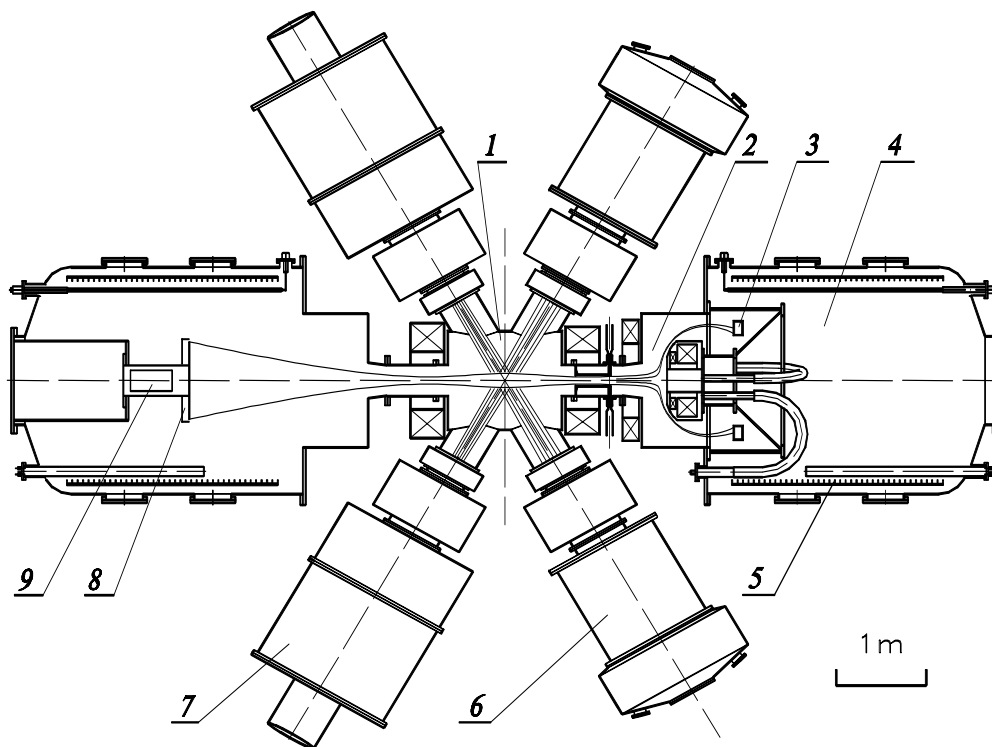


Рис. 8. Первая очередь установки АМБАЛ-М (вид сверху). 1 – концевой пробкотрон, 2 – полукасп, 3 – концевой приёмник плазмы из полукаспа, 4 – правый концевой бак, 5 – титановые панели для откачки газа, 6 – поглотители атомарных пучков, 7 – атомарные инжекторы с 2-мя источниками быстрых атомов в каждом,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

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 (см. рис. 9). В таком транспортном пробкотроне поток плазмы из пушки около 2-х эквивалентных кА в основном отражается от его сильной выходной пробки, захватывается в него, диффундирует радиально и уходит наружу (основной поток ионов) и на центральный плавающий электрод кольцевой пушки. В

транспортном канале ионы нагреваются неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца. В концевой пробкотрон поступает <10% потока плазмы из пушки с ионной температурой ~180 eV. Поэтому в нём была получена плазма с не очень высокой средней плотностью  $6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  в объёме ~20l. Имеет место сглаживание радиального профиля потенциала плазмы по магнитному потоку, в результате ослабляется стохастический нагрев ионов в концевом пробкотроне и их температура достигала только 200 eV. Продольное удержание ионов при турбулентном нагреве близко к классическому. Энергетическое время жизни плазмы в концевом пробкотроне ~0.5 ms, поперечные энергетические потери на два порядка меньше продольных [81,82].

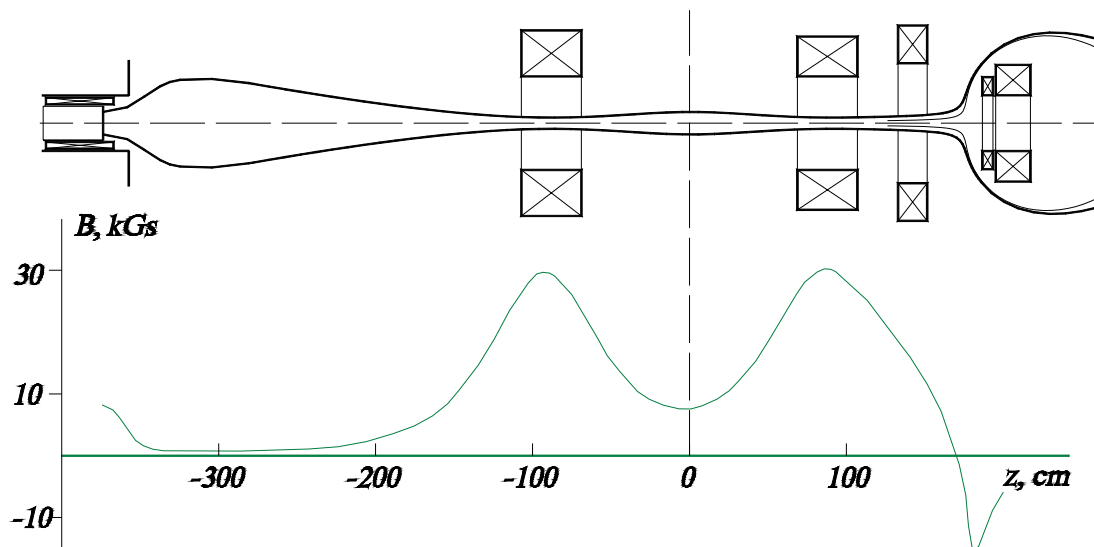


Рис. 9. Геометрия потока плазмы из пушки (слева) в концевую систему, внизу продольное распределение магнитного поля.

Во входной пробке концевой пробкотрона (КП) наблюдался минимум плотности плазмы на одинаковом по радиусу уровне  $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . 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 eV, далее она медленно повышалась, достигая во входной пробке КП зависящей от радиуса величины в 15 – 20 eV, затем она быстро возрастала. В средней плоскости КП температура электронов повышалась до  $T_e \geq 50 \text{ eV}$  [82].

В потоке плазмы присутствует продольный электронный ток (ранее наблюдался на АМБАЛ-Ю). Часть тока электронов разряда в плазменной пушке выносится вдоль силовых линий, далее уходит поперек силовых линий в плазме и поглощается на плазмодриёмнике. Затем по периферии плазмы и вакуумной камере ток замыкается через встречный радиальный диффузионный (неамбиполярный) поток ионов в транспортном пробкотроне на



анод в плазменной пушке (замыкание на незаземлённый анод). Из пушки вытекает электронный ток 1.6 кА, по концевому пробкотрону протекает 1.2 кА и доходит до полукаса 1 кА. По периферии плазмы в транспортном канале протекает обратный электронный ток 0.3 – 0.4 кА [82]. 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  $\sim 2$  раза меньше радиуса плазмы. Оцененный коэффициент диффузии тока к оси  $D_{\perp j} \sim 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$ , близок к измеренному коэффициенту диффузии плазмы  $D_{\perp} = 2 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$ , однако продольное изменение радиального профиля тока не является чисто диффузионным, поскольку максимум его плотности по магнитному потоку не уменьшается вплоть до выхода из КП [83]. 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 ( $\sim 0.6 v_{Te}$  во входной пробке КП) [83], что резко ограничивает вынос тепла из концевого пробкотрона электронами как и термобарьер.

Было установлено, что электронный ток играет основную роль в нагреве электронов в КП за счёт рассеяния и торможения быстрых токовых электронов. Мощность этого нагрева примерно в 3 раза превышает мощность нагрева электронов ионами [82]. 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 eV и плотностью по грубой оценке в 10% от полной плотности электронов [84].

На концевой системе АМБАЛ-М было продолжено экспериментальное изучение ответственной за нагрев ионов турбулентности плазмы, порождаемой неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца. Наблюдались электростатические и магнитные колебания с широким спектром в интервале частот от десятков до сотен kHz (с азимутальными модами до десятой) [82,85]. В высокочастотном интервале спектра доминирует белый шум (детектировался до нескольких MHz) [86].

Полученная в концевой системе плазма была макроскопически устойчивой. Глобальные смещения плазмы не наблюдались. На периферии плазмы на стадии распада обнаружены колебания её плотности с амплитудой  $\sim 10\%$  и характерной частотой  $\sim 5 \text{ kHz}$ . [82]. Были измерены радиальные профили давления плазмы в полукасе 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 была 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 [86,87]. Был проведен эксперимент с отключением полукаспа. При его отключении глобальная устойчивость плазмы сохранялась, уровень колебаний плотности плазмы на её 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 инжекции в КП двух пучков атомов водорода с энергией 16 keV, с полным эквивалентным током 100 А, длительностью 200  $\mu$ s. В пробкотроне захватывалось в ионы 8% инжектируемых атомов, накапливалась популяция ионов высокой энергии плотностью  $\sim 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  в объеме 20л. Наблюдался линейный рост плотности этой популяции, что позволяет надеяться на получение в концевом пробкотроне плотной высокотемпературной плазмы инжекцией атомарных пучков длительностью  $\geq 10$  ms [82].

Для инжекции атомарных пучков в концевой пробкогон были разработаны и испытаны на стенде 4-ре ионных источника ИК-50 для получения пучков ионов дейтерия с энергией до 30 keV, током 40 – 50 А длительностью 80 – 100 ms [88]. Затем они были установлены в атомарные инжекторы пробкотрона, где была опробирована их синхронная работа на ионах водорода. Один пучок атомов водорода с энергией 25 keV и эквивалентным током 17 А был пропущен через стартовую плазму [86]. Была также запущена и испытана одна газозаградительная широкоапертурная парамагнетическая струя-мишень для атомарных инжекторов.

Для 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 были развиты и опубликованы в [86,89].

В соленоиде с магнитным полем около 2 kG с запорочным 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 была достигнута плотность плазмы в

приосевой области  $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  [90]. По достаточно точным измерениям электронная температура достигала 50 eV [91]. Ионная температура оценивалась только по энергетическому спектру ионов, измеряемому анализатором за выходной пробкой. Спектр был близок к максвелловскому, ионная температура превышала 200 eV [91].

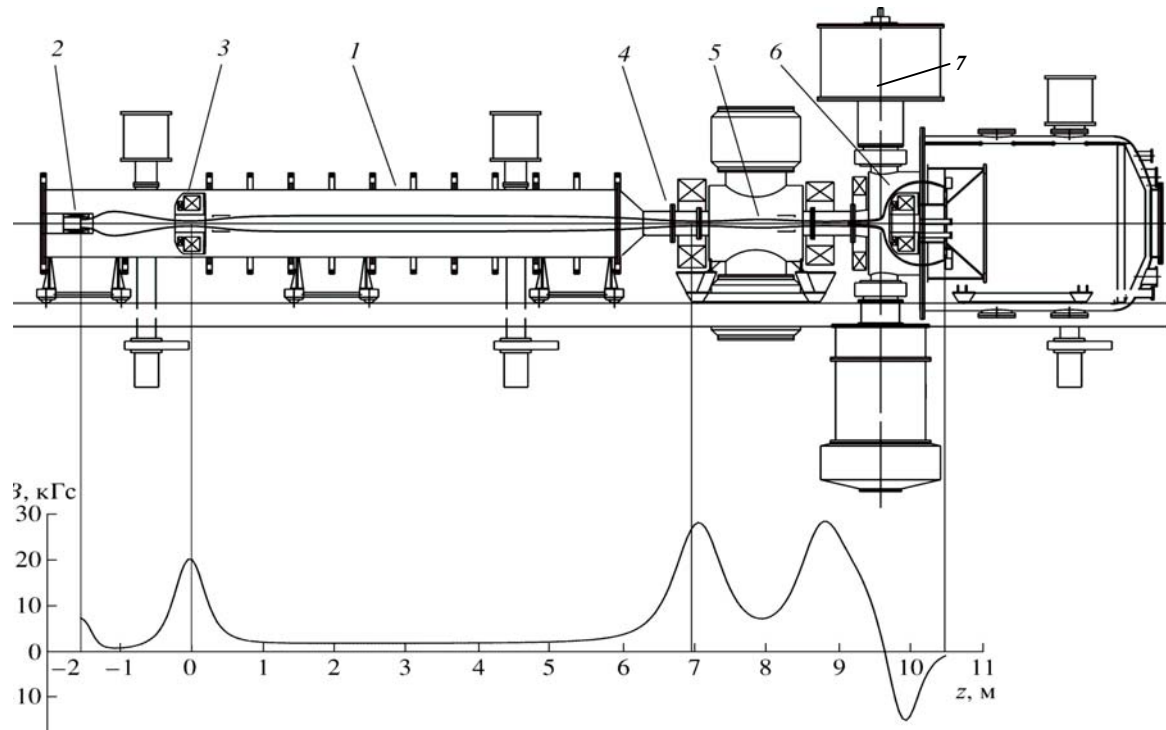


Рис. 10. Половина центрального соленоида с концевой системой (вид сбоку). 1 – соленоид, 2 – плазменная пушка, 3 – входная пробка соленоида, 4 – выходная пробка соленоида, 5 – концевой пробкотрон, 6 – полукасп, 7 – атомарный инжектор полукаспа

В период заполнения соленоида плазмой при её турбулентном нагреве на неустойчивости Кельвина-Гельмгольца коэффициент поперечной диффузии, вызванной электростатическими колебаниями, относительно велик. По измерениям флуктуаций азимутального электростатического поля и плотности плазмы этот коэффициент достигает величины  $\sim 10^6 \text{ cm}^2/\text{с}$ . Тем не менее поперечные потери плазмы в соленоиде меньше продольных.

При резком отключении тока разряда в плазменной пушке (за  $\sim 0.1 \text{ ms}$ ) наблюдается распад плазмы с уменьшением её плотности в  $\sim 3$ -раза за время  $\sim 0.5 \text{ ms}$ . За это время флуктуации электростатического поля снижаются до ненаблюдаемого уровня, плазма становится спокойной и время её дальнейшей жизни увеличивается более, чем в три раза [90]. Переход плазмы в спокойное состояние сопровождается усилением крупномасштабных флуктуаций, которые, по-видимому, связаны с появлением МГД активности плазмы из-за ослабления её 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 [92]. 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 её плотности.

После выключения разряда в пушке резко снижаются поперечные потери плазмы. Уже через 0.2 ms 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 [90]. Измеренный радиальный профиль плотности спокойной плазмы в значительной мере подобен профилю турбулентной плазмы перед распадом, радиальный градиент плотности понижается в среднем в  $\sim 3$  раза. Соответственно, коэффициент диффузии спокойной плазмы оценивается величиной  $\sim 3 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$ , которая только в несколько раз больше классического значения.

Возникновение спокойной бесстолкновительной плазмы без заметной турбулентности и без продольных токов в ней длительностью около 1 ms 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.

С целью дальнейшего повышения плотности плазмы был осуществлён поддув водорода в плазму соленоида во время её турбулентного нагрева из кольцевой коробки около входной пробки. При оптимальной скорости напуска водорода удалось существенно увеличить плотность плазмы, в приосевой области радиусом  $\sim 10 \text{ cm}$  была достигнута плотность  $6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  без значительного снижения ионной температуры [91,93]. Радиальное распределение плазмы изменилось несущественно, возрос эффективный диаметр плазмы вследствие поддува газа на периферии плазмы [93]. Было 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  $\sim 2 \text{ kA}$  в приосевой области радиусом  $\sim 10 \text{ cm}$ ). Это означает, при напуске газа в плазму возрастает мощность, отдаваемая пушкой в плазму соленоида. Средняя ионная температура в приосевой области радиусом  $\sim 10 \text{ cm}$  при поддуве водорода снижалась

примерно с 250 до 200 eV. [93]. Электронная температура в экспериментах 2003-го года (после смены плазменной пушки) уменьшилась. При поддуве водорода она на оси снижалась с 45 до 30 eV [93]. Среднее значение относительного давления плазмы  $\beta = 8\pi nk(T_i + T_e) / B^2$  в приосевой области соленоида при поддуве водорода ~14%.

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

Снизив магнитное поле в соленоиде в 2 раза (до 1 kG) с поддувом водорода удалось получить в нём МГД устойчивую плазму с плотностью  $\geq 60\%$  от исходной [91,93]. Ионная температура должна сохраняться. При этом в приосевой области соленоида возможно значение  $\beta \geq 33\%$ . В [91,93] приведена оценка  $\beta \sim 40 - 50\%$ .

Получение в соленоиде плазмы с высоким  $\beta$  с подавлением крупномасштабной МГД неустойчивости связью плазмы в соленоиде (line-tying) с запробочной кольцевой холодной плазмой на торце открывает возможность перехода к МГД стабилизации плазмы с высоким  $\beta$  стенками вакуумной камеры и эффектом КЛР.

Развитый способ получения горячей МГД устойчивой осесимметричной плазмы с помощью кольцевой плазменной пушки весьма полезен для создания 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 (1-ой стенки), ограничивают срок службы её тремя-шестью годами [94-96]. 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 маловероятна. Малорадиактивный  $D-^3He$  реактор едва ли возможен на основе токамака, если не будет существенно повышена в нём средняя величина  $\beta$ . По указанным причинам развитие промышленного термоядерного реактора на основе токамака мало перспективно.

Если даже не появится препятствий при зажигании термоядерной плазмы и создании демонстрационного реактора на основе токамака, развитие альтернативных термоядерных систем, в частности на основе амбиполярной ловушки, необходимо.

В токамаке ключевые проблемы удержания и зажигания термоядерной плазмы состоят в удержании плазмы от ухода поперек магнитного поля, в выносе примесей и продуктов реакции поперек поля, в возбуждении стационарного продольного многомегаамперного тока и в отводе из вакуумной камеры потока энергичных частиц, выходящего из зоны термоядерной реакции, на приёмник (дивертор).

В амбиполярной ловушке ключевые проблемы состоят в продольном и поперечном удержании термоядерной плазмы, МГД стабилизация 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 иметь перспективу благодаря существенному упрощению, ускорению и удешевлению смены 1-ой стенки. При МГД стабилизации плазмы в соленоиде проводящими стенками вакуумной камеры и КЛР эффектом ожидается средняя величина  $\beta$  близкой к 1. При этом благодаря значительному ослаблению магнитного поля в плазме циклотронное излучение электронов с высокой температурой уносит незначительную мощность и зажигание  $D-^3\text{He}$  термоядерной плазмы возможно.

Экспериментально продемонстрировано очень хорошее продольное удержание плазмы амбиполярными барьерами в соответствии с классическими предсказаниями [7,8,13,15,25]. Экспериментально доказана возможность формирования и длительного поддержания термобарьеров, существенно снижающих энергозатраты на поддержание амбиполярных барьеров [13,14,23,26,27,38].

Необходима экспериментальная проверка возможности откачки ионов из стационарных термобарьеров. Основные ионы  $D^+$  и  $T^+$ , захваченные в термобарьеры, могут откачиваться обратно в соленоид вдоль магнитного поля. Такая откачка может быть осуществлена возбуждением баунс-колебаний захваченных ионов на параметрических резонансах, что может быть реализовано 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 вмерзнутости 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 опасной в длинном соленоиде является дрейфовая низкочастотная неустойчивость плазмы [97]. Эта неустойчивость может не возбуждаться при высоком  $\beta$  [98] и подавляться широм радиального электрического поля. Высокочастотные неустойчивости менее опасны. Это показано, в частности, для электромагнитных волн в ИЦ диапазоне частот [99].

В поперечном удержании плазмы обладающим обстоятельством является идеальная изометрия осесимметричной ловушки [100]. Поэтому в ней отсутствуют вторичные плазменные токи, текущие вдоль силовых линий магнитного поля, не могут образовываться магнитные острова и области стохастичности магнитных силовых линий. В связи с этим подчеркнём, 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. В этом соленоиде наблюдалась плазма без заметной турбулентности длительностью  $\sim 1\text{ms}$  с коэффициентом диффузии  $D_{\perp} \sim 3 \times 10^3 \text{cm}^2/\text{s}$ , который только в несколько раз больше классического [90]. На установке GAMMA-10 было реализовано подавление дрейфовой неустойчивости широм электрического поля и достигнуто поперечное время жизни ионов в керне плазмы соленоида  $\tau_{i\perp} \sim 10^4 \tau_{\text{Bohm}}$  [29,30]. Это соотношение на уровне, достигнутом в лучших токамаках. Здесь измерено также энергетическое время жизни (включающее поперечное) основной популяции электронов, оно достигало величины  $\tau_{ee} \sim 10^4 \tau_{\text{Bohm}}$  [31,32].

В качестве основного метода МГД стабилизации высокотемпературной плазмы в осесимметричной амбиполярной ловушке предлагается стабилизация проводящими стенками вакуумной камеры в комбинации с эффектом КЛР при  $\beta$ , близком к единице (в частности описана в §3 обзора [49]). Подчеркнём, при такой стабилизации допускается значительный зазор между плазмой и проводящими стенками. Поддержание устойчивой

термоядерной плазмы с высоким  $\beta$  в соленоиде амбиполярного реактора означает существенное снижение вакуумного магнитного поля и упрощение соленоидальной реакторной зоны, что позволяет ускорить периодическую смену 1-ой 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 [101]). Для осесимметричной магнитной ловушки Берком Г.Л. и др. было теоретически показано существование области полной (прочной) стабилизации плазмы с горячими ионами и с  $\beta$ , превышающем достаточно высокое пороговое значение [76]. 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)

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

где  $\beta_{\perp}$  – значение поперечного  $\beta$  во внутренней области плазмы,  $p_{\perp}$  и  $p_{\parallel}$  – поперечное и продольное давления 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  $G_{\text{wall}}$  резко возрастает, а минимальное нужное для устойчивости (пороговое)  $\beta$  существенно уменьшается. При  $r_w > r_p$  пороговое значение  $\beta$  возрастает с увеличением зазора  $r_w - r_p$ .

Для обеспечения полной (прочной) стабилизации необходимо выполнить 2-ое условие

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

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

Результаты теоретического анализа [76] позволяют надеяться, что при выполнении условий полной (прочной) стабилизации плазмы проводящими стенками и эффектом КЛР, когда подавляются не только МГД подобные и дрейфово-компрессионные неустойчивости,



но и не возбуждаются волны с отрицательной энергией, низкочастотная электромагнитная турбулентность будет на очень низком уровне.

Анализ стабилизации проводящими стенками балонной моды  $m=1$  плазмы с  $\beta \sim 1$  в центральном соленоиде осесимметричной амбиполярной ловушки был проведён Кайзером и Перлстейном [77]. Получено балонное уравнение с учётом КЛР эффектов. Для ступенчатого радиального профиля давления получено дисперсионное уравнение. Это уравнение при  $r_p = r_w$  в работе [102] было записано для изотропной плазмы в виде

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

где  $\mathbf{B}'_v = \partial \mathbf{B}_v / \partial z$ ,  $\omega$  – собственная частота,  $\gamma$  – удельная плотность плазмы.

Без точного вычисления интеграла из этого уравнения условие устойчивости  $\omega^2 > 0$  можно записать в виде

$$\frac{1}{16} \frac{2-\beta}{\beta(1-\beta)^2} \left( \frac{\partial \beta}{\partial z} \right)^2 r_v R_v > 1, \text{ что формально совпадает с условием } G_{\text{wall}}^{[1]} > 1.$$

В работе [102] Ли, Кеснер и ЛоДестро показали возможность улучшения МГД стабилизации плазмы в длинном соленоиде амбиполярной ловушки мелкомасштабной гофрировкой магнитного поля, предложенной Болдуином Д.Е. В приведенном уравнении из [102] имеется множитель  $(\mathbf{B}'_v)^2$ , среднее значение которого в длинном соленоиде при гофрировке становится достаточно большим:  $(\mathbf{B}'_v)^2 \propto \mathbf{B}_r^2 N^2$ , где  $\mathbf{B}_r$  – 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 расчёты пороговой величины  $\beta$  в зависимости от гофрировки для различных пробочных отношений центрального соноида 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 ослабляется. В работе [103] на основе [77,102] для некоторого класса радиальных профилей давления в соленоиде (без пробок) получены зависимости порогового  $\beta$  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  $\beta$  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 этих мод  $G_{\text{wall}}^{|m|} \propto (\partial\beta_{\perp}/\partial z)^2 = 4\beta^2 (B'_v/B_v)^2$ . Для мод  $m \geq 2$  растёт также вклад в стабилизацию эффекта КЛР:  $G_{\text{FLR}}^{|m|} \propto (m^2 - 1)$ .

Таким образом, мелкомасштабная гофрировка вносит 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 гофрированном соленоиде в целом эффект КЛР может быть достаточным для подавления высших мод и для придания первой моде жёсткой пространственной структуры. Розенблют М.Н. и др. показали, что в слабо нестабильной плазме инкремент желобковой неустойчивости  $\omega$  по гидродинамической теории может быть много меньше ионной циклотронной частоты  $\omega_{ci}$  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 [104]. Однако в [104] исследовалась слабо нестабильная плазма с невысоким  $\beta$  в обычном пробкотроне, поэтому вопрос о возможности прочной стабилизации плазмы с высоким  $\beta$  в длинном гофрированном соленоиде эффектами КЛР остаётся открытым.

Хотя стабилизация плазмы осуществляется локально в каждом гофре продольные плазменные токи между гофрами не возникают вследствие благоприятной кривизны полей между гофрами. Из [103] следует, продольные токи могут отсутствовать и на торцах гофрированного соноида с пробками.

Поскольку стабилизация плазмы проводящими стенками имеет место только при  $\beta$  больше порогового, необходимо иметь возможность накапливать плазму до порогового  $\beta$  без развития её неустойчивости. Хотя может существовать полоса устойчивости по  $\beta$  при его значениях ниже порогового, при подходе к пороговому значению всегда существует полоса неустойчивости [76]. Плазма в центральном соленоиде при её 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 её поперечные потери могут допускаться повышенными. Имеется несколько способов накапливать устойчивую плазму в концевых пробкотронах с  $\beta$  выше порогового. В [76] предложено кратковременно возбуждать в пробкотронах поперечные мультипольные магнитные поля. Благодаря эффекту КЛР для стабилизации плазмы допускается большое число полюсов, в результате при включённых в период накопления импульсных мультипольных обмотках нарушение цилиндрической геометрии плазмы будет небольшим.

Другой способ состоит в использовании “кинетических” стабилизаторов, предложенных Постом Р.Ф. [105,106]. Этот способ состоит в динамическом поддержании популяции тяжелых ионов в области с благоприятной кривизной запробочного магнитного поля (экспандера). Ионы инжектируются во внешний торец экспандера по конически круто сходящимся силовым линиям, которые переходят в другой конический 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 быть достаточной для подавления МГД неустойчивостей в пробкотронах [106]. В основу концепции кинетического стабилизатора легли предложение Рютова Д.Д. и Мирнова В.В. стабилизировать желобковую неустойчивость в газодинамической ловушке (ГДЛ) плотным потоком плазмы из ловушки в запробочном магнитном поле с благоприятной кривизной [107] и последующие эксперименты на ГДЛ, в которых это предложение было успешно реализовано [108,109].

Поддерживать устойчивость плазмы при накоплении до порогового  $\beta$  в осесимметричной ловушке можно за счёт усиленного эффекта привязки (line-tying) к кратковременно включаемым кольцевым источникам низкотемпературной плазмы на

торцевых плазмоприёмниках. Этот метод изучен в экспериментах на АМБАЛ-М в Новосибирске [82,91,93].

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  $\sigma$  и  $d_w$  – удельная проводимость и толщина стенок) много меньше характерных МГД частот [110]. Стабилизация этой неустойчивости может осуществляться, например, эффектом line-tying к кольцевым газоразрядным ячейкам с замкнутым холодовским током на запробочных приёмниках плазмы [72] (при этом продольные плазменные токи могут быть незначительными).

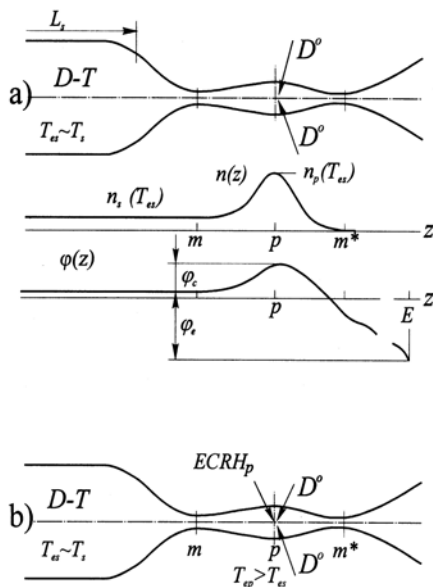


Рис. 11. Исходная схема концевого пробкотрона без (а) и с ЭЦР-нагревом (б).

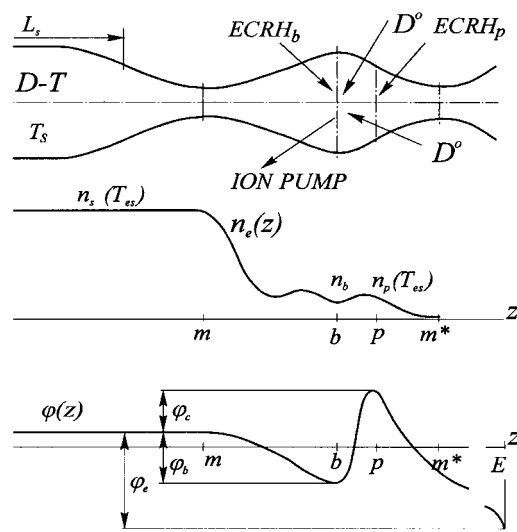


Рис. 12. Схема одинарного пробкотрона с термобарьером.

На основе амбиполярной ловушки можно реализовать несколько вариантов D-T термоядерного реактора [111]. Амбиполярные реакторы могут различаться в основном по устройству конечных пробкотронов для продольного удержания плазмы и способам МГД стабилизации. Концевые пробкотроны могут быть одинарными и двойными. В простейшем случае в одинарных пробкотронах удерживающий потенциал  $\phi_c$  формируется повышенной плотностью ионов в них (Рис. 11). Энергозатраты на поддержание этой запирающей популяции ионов (и плазмы в целом) пропорциональны квадрату её плотности. В одинарных пробкотронах с термобарьерами (Рис. 12), развитых в экспериментах ТМХ-У и ГАММА-10, многократно 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 конечных 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 конечных 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 в два раза большую длину. Если бы удалось поддерживать плещущиеся ионы с энергией до  $\sim 0.5$  MeV

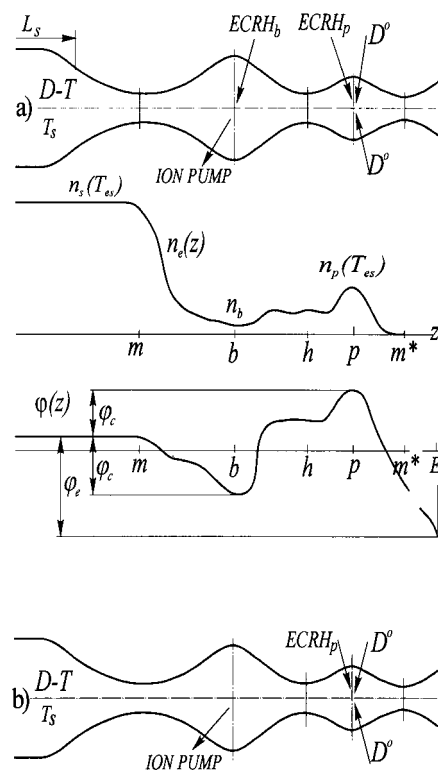


Рис. 13. Схема двойного конечного пробкотрона с термобарьером с ЭЦРН в нём (а) и без (б).

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 соленоиде  $Q_{pl} \gg Q$ ). При  $Q = Q_{\min}$  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  $Q_{\min} = 2.6 - 3.6$ . Мощность вытекающего из концов ловушки потока высокоэнергичных частиц плазмы в D-T реакторе составляет около 15% от термоядерной мощности. Соответственно в реакторе с прямыми преобразователями  $Q_{\min} = 2.3 - 3.1$ . Необходимый коэффициент усиления мощности определяется допускаемой долей  $\kappa$  от вырабатываемой электрической мощности, расходуемой на поддержание реактора:  $Q = Q_{\min} / \kappa$ . Выгодно обеспечить  $\kappa \ll 1$ , возможная величина  $Q = 15 - 20$ .

Расчеты амбиполярной ловушки с простейшими одинарными пробкотронами без и с дополнительным подогревом электронов [4,58] показали: при ограничении длины ловушки двумя сотнями метров и магнитного поля в пробкотронах 15-ю тесла возможно достижение коэффициента  $Q \approx 5$ . Для повышения  $Q > 5$  необходимо в сильной степени увеличивать длину соленоида и усиливать магнитное поле в пробкотронах. В последнее время Пост Р.Ф. предложил в полностью осесимметричных ловушках использовать простейшие концевые пробкотроны (без термобарьеров) с намного более сильными магнитными полями до  $\sim 30T$  [106]. При этом существенно уменьшаются объёмы плотной запирающей плазмы и энергозатраты на поддержание этой плазмы становятся относительно небольшими несмотря на очень высокую её плотность. Высокое пробочное отношение соленоида обеспечивается без дроссельных катушек большим полем пробкотронов. Достаточно высокий коэффициент  $Q$  достигается при длине ловушки  $\sim 100$  м.

В LLNL в 1986г. была закончена разработка проекта амбиполярного D-T реактора MINIMARS с термоядерной мощностью 1200 MW [112]. Реактор состоит из соленоида с дроссельными катушками на концах длиной 95 м и 2-х одинарных октупольных пробкотронов с термобарьерами длиной по 7 м. Вакуумные магнитные поля в соленоиде около 3 Т, в дроссельных катушках 26 Т и в центрах концевых пробкотронов 1.5 Т. МГД стабилизация плазмы в ловушке осуществляется концевыми пробкотронами с октупольными магнитными полями с мантиями из высокоэнергичных электронов и эффектом КЛР. Предусматривается изучить возможность повышения МГД стабильности и величины  $\beta$

проводящими стенками. Благодаря октупольной геометрии концевые пробкотроны достаточно компактны, а форма основной плазмы в них близка к цилиндрической. Основные параметры плазмы в соленоиде: плотность  $n_s \geq 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , ионная температура  $T_{is} = 29 \text{ keV}$  параметр  $\langle \beta_s \rangle = 0.6$ , радиус  $r_{ps} = 0.42 \text{ m}$  нейтронная нагрузка на стенки  $2.7 \text{ MW/m}^2$ , погонная термоядерная мощность  $13.7 \text{ MW/m}$ . Небольшой радиус плазмы в соленоиде в  $0.42 \text{ m}$  означает, что коэффициент поперечной диффузии плазмы в нём должен быть во много раз меньше, чем в реакторе-токамаке. Основным механизмом потерь плазмы из соленоида является захват в термобарьеры ионов, пролетающих до ионных барьеров. Захваченные ионы откачиваются поперёк в галло. Благодаря дроссельным катушкам плотность плазмы в центре пробкотронов низкая  $\sim 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , соответственно поглощаемая в пробкотронах мощность небольшая, оценена в  $20 \text{ MW}$ . Зато десятки  $\text{MW}$  мощности затрачиваются на электропитание медных катушек-вставок в дроссельных катушках для усиления магнитных полей. Ограничение проникновения газа в плазму барьеров низкой плотности возлагается на галло.

Автором изучена возможность создания амбиполярного D-T реактора с гофрированным соленоидом без дроссельных катушек и с осесимметричными двойными концевыми пробкотронами [111,113]. В установившемся стационарном режиме предусматривается удержание плазмы с высоким  $\beta_{\perp}$  и её МГД стабилизация проводящими стенками вакуумной камеры и КЛР эффектами как в соленоиде так и в концевых пробкотронах. Магнитное поле в пробочных катушках ограничивается  $14 \div 15$  тесла. Вакуумное магнитное поле в термобарьерах  $B_{bv} = 1.67 \text{ T}$ , в ионных барьерах  $B_{pv} = 4.3 \text{ T}$ . Предусматривается обратная откачка в соленоид захваченных в термобарьеры ионов. Среднее вакуумное магнитное поле в соленоиде  $B_{vs} = 2 \text{ T}$ . Основные параметры плазмы в соленоиде: плотность  $n_s = 1.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , температура  $T_s = 25 \text{ keV}$ ,  $\langle \beta_s \rangle \geq 0.8$ ,  $r_{ps} = 1 \text{ m}$ ,  $r_{ws} = 1.3r_{ps}$ , нейтронная нагрузка на стенки  $1.8 \text{ MW/m}^2$ , погонная термоядерная мощность вместе с ядерной в бланкете  $24 \text{ MW/m}$  [113]. Концевые пробкотроны служат только для продольного удержания термоядерной плазмы в соленоиде. Для зажигания этой плазмы при её поперечных потерях величиной от незначительных до продольных необходимо обеспечить параметр продольного удержания  $n\tau_{E||} = (1.8 \div 3.5) \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  созданием в пробкотронах удерживающих барьеров высотой  $e\phi_c = (3.7 \div 4.2)kT_{is}$ . Энергобаланс ловушки зависит от геометрии её магнитной системы. Поэтому в [111] была рассмотрена технология изготовления компактных сверхпроводящих пробочных катушек для реактора. При

изготовлении секционированных катушек из сверхпроводящих  $(\text{NbTi})_3\text{Sn}$  и  $\text{NbTi}$  проводов для работы при температуре 4.4К с учётом размеров нейтронной защиты возможна общая длина двойного пробкотрона 12.5 м. При плотности плазмы в термобарьерах  $n_b \leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  и в ионном барьерах  $n_p \leq 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  мощность, потребляемая концевыми пробкотронами, оценивается на уровне  $P_{\text{END}} \leq 2 \times 90 = 180 \text{ MW}$  (почти вся мощность потребляется через ЭЦР-нагрев в основном на частоте около 40 GHz) [113]. 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  $L_s \leq 112 - 150 \text{ m}$ . Соответствующая ядерная мощность реактора  $P_{\text{FUS}} \leq 2700 - 3600 \text{ MW}$ . 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 понижать потребляемую пробкотронами мощность и уменьшать длину реактора, а также создавать в них термобарьеры только пролетными ионами спонтанно без ЭЦР-нагрева [79,111].

Для демонстрации осуществимости амбиполярного D-T реактора с зажиганием термоядерной плазмы рационально построить экспериментальный реактор с укороченным центральным соленоидом с ядерной мощностью  $\sim 700 \text{ MW}$  ( $Q \approx 4$ ) [114]. На нём могут проводиться продолжительные исследования самоподдерживающейся термоядерной реакции и испытания материалов и узлов реактора без потребления внешней электроэнергии за счёт использования вырабатываемой ядерной энергии. На Рис. 14 представлена сверхпроводящая магнитная система и геометрия плазмы реактора. Длина соленоида  $L_s = 34 \text{ m}$ , длина ловушки около 60-ти метров. Общий вес сверхпроводящих катушек с бандажами около 300 т, что меньше, чем в стеллараторе LHD, действующем в NIFS (Япония).

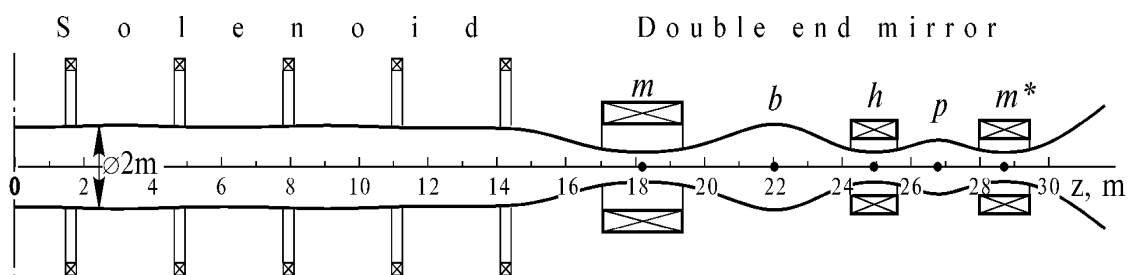


Рис. 14. Схема амбиполярной ловушки термоядерного реактора (правая половина).



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

Существенные преимущества имеют термоядерные реакторы, использующие реакцию  $D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}(3.6\text{Mev}) + p(14.7\text{Mev})$ . В таких реакторах выгодно осуществлять прямое преобразование энергии протонов и  $\alpha$ -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 её радиационному повреждению увеличивается до ста и более лет. Допуская меньшую радиационную стойкость, можно применять материалы для реактора с минимальной наводимой радиоактивностью, что позволит строить радиационно безопасные термоядерные реакторы [96]. Главный недостаток  $D-{}^3\text{He}$  реакторов связан с тем, что запасы гелия-3 на Земле не могут обеспечить большой энергетики. В 1986г. Кульчинский Д.Л. с коллегами опубликовал проведенные в США разработки возможности доставки с Луны необходимого для развития термоядерной энергетики количества гелия-3. Оценки показали, что лунный гелий-3 по энергетическому эквиваленту может быть дешевле каменного угля [115].

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  $60\div 70$  keV вместо 25 keV, скорость  $D-{}^3\text{He}$  термоядерной реакции при этом в  $\sim 5$  раз ниже. При указанной температуре существенную роль играет тормозное и циклотронное излучение электронов. Мощность циклотронного излучения можно снижать уменьшением магнитного поля в плазме без значительного ослабления удерживающего (вакуумного) магнитного поля, то есть увеличением  $\beta$  в основной части плазмы. Самоподдерживающаяся  $D-{}^3\text{He}$  реакция возможна только при  $\langle\beta\rangle \geq 20\%$  [95].

С 1986 года почти 10 лет Головин И.Н. с сотрудниками развивал концепцию предельно чистого термоядерного  $D-{}^3\text{He}$  реактора [94-96,116-118], в том числе концепцию амбиполярного  $D-{}^3\text{He}$  реактора. Был предложен вариант такого реактора в виде гофрированного соленоида длиной около 100 m с вакуумным полем 6 T с одинарными

концевыми пробкотронами с термобарьерами длиной по 10 м [118]. Магнитное поле в пробках до 20Т, в центре пробкотронов вакуумное поле 5 Т. Возможные параметры плазмы в соленоиде: плотность ионов  $n_{ID} = n_{He3} = 1.75 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , плотность электронов  $n_e > 3n_{ID+}$ , ионная температура 70keV, электронная температура 60keV, относительное давление замедляющихся  $\alpha$  – частиц и протонов  $\beta_{ash} = 0.3$ , 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 MW/m. В концевых пробкотронах поддерживается популяция плещущихся протонов с энергией  $\geq 500$  keV. Относительное давление нагреваемых в термобарьере электронов вместе с протонами  $\beta_b \approx 1$ . МГД стабилизация проводящими стенками и эффектом КЛР. Высота ионных барьеров  $\phi_c \approx 280$  kV, глубина термобарьеров  $\phi_b \approx 260$  kV. Мощность, потребляемая в концевых пробкотронах, оценена на уровне  $P_{END} \approx 2 \times 100 = 200$  MW. Коэффициент усиления реактора  $Q \geq 15$ , его термоядерная мощность  $P_{FUS} = 3400$  MW.

Амбиполярный  $D-^3He$  реактор представляет интерес для будущих межпланетных перелётов в качестве источника энергии и плазменного реактивного двигателя [119]. В гофрированном соленоиде катушки могут занимать только ~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 упрощается. Однако для полёта на Марс мог бы быть использован реактор с ограниченным весом ~200 тонн мощностью на выходе <100 MW и небольшим коэффициентом усиления Q, что требует уменьшения радиуса плазмы в соленоиде и создания легкой сверхпроводящей магнитной системы.

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

## Литература

1. Будкер Г.И. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, /редактор М.А.Леонтович, Москва, АН СССР, 3, 3-31 (1958).
2. Сивухин Д.Б. Вопросы теории плазмы, /редактор М.А.Леонтович, М: Атомиздат, 5, 439-466 (1967).
3. Pastukhov V.P. Nucl. Fusion, 14, 3 (1974).
4. Димов Г.И., Закайдаков В.В., Кишиневский М.Е. Физика плазмы, 2, 597-610 (1976); [Sov. J. Plasma Phys. (engl. transl.) 2, 326 (1976)].  
*Dimov G.I. et al. Proc. VI Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Res., Berchtesgaden 1976, v.3, p.177-189 (1977).*
5. Fowler T.K. and Logan B.G., Comments on Plasma Phys. Contr. Fusion, 2, 167 (1977).
6. Miyoshi S., Yatsu K. Kawabe T. et al. Proc. VII Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Res., Innsbruck 1978, IAEA Vienna, v.2, p.437 (1979).
7. Coengsen F. Anderson C.A., Casper T.A., et al. Phys. Rev. Lett., 44, 1132-1135 (1980).
8. Simonen T.C., Anderson C.A., Casper T.A. et al. Proc. VIII Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., Brussels 1980, v.1, p.97 (1981).
9. TMX Groop. Summary of results from the Tandem Mirror Experiment (TMX). LLNL, UCRL-53120/ Editor Simonen T.S., Livermore CA (1981).
10. Baldwin D.E. and Logan B.G. Phys. Rev. Lett., 43, 1318-1321 (1979).
11. Cohen R.H. Nucl. Fusion, 23, p.1301-1308 (1983).
12. Simonen T.C., Allen S.L., Casper T.A., et al. Phys. Rev. Lett., 50, 1668 (1983).
13. Grabb D.P., Allen S.L., Barter J.D., et al. Phys. Rev. Lett., 53, 783-786 (1984).
14. Allen S.L., Baldwin D.E., Barter J.T., et al. TMX-U Final Report. LLNL UCID-20981/ Editor Porter G.D., Livermore CA (1988).
15. Corell D.L. and the TMX-U Experimental Physics Group. Proc. Intern. School of Plasma Physics "Piero Caldirola", Varenna 1987, v.2, p.679-792, Editrice Compositori, Bologna (1987).
16. Hooper E.B., Baldwin D.E., Fowler T.K., et al. Phys. Fluids, 27, 2264, (1984).
17. Панов Д.А. Итоги науки и техники, сер.: Физика плазмы, /редактор В.Д.Шафранов, Москва, 8, 5-48 (1988).
18. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. ЖЭТФ, 26, 186-189 (1977).  
*Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Вопросы теории плазмы, /редактор Б.Б.Кадоцев, М: Атомиздат, 13, 74-159 (1984).*
19. Borchers R.R. and Fowler T.K. Proc. X Europ. Conf. On Contr. Fusion and Plasma Physics, Moscow 1981, v.2, p.30-34 (1981).
20. Thomassen K.I. and Karpenko V.N. An Axicell Design for the End Plugs of MFTF-B, USID-19318, Lawrence Livermore Laboratory (1982).
21. Baldwin D.E. and Logan B.G. (Editors). Physics Basis for an Axicell Design for the End Plugs of MFTF-B, Report UCID-19359, Lawrence Livermore Laboratory (1982).

22. *Karpenko V.N.* The Mirror Fusion Test Facility MFTF-B Status, in: Proc. ANS Sixth Topical Meeting on the Technology of Fusion, San Francisco, CA (1985).
23. *Yatsu K., Cho T., Hojo H., et al.* Proc. Intern. School of Plasma Physics “Piero Caldirola”, Varenna 1987, v.2, p.659 -678, Editrice Compositori, Bologna (1988).
24. *Cho T., Kondon M., Hirata M. et al.* Nucl. Fusion, 27, 1421-1437 (1987).
25. *Cho T., Hojo H., Ichimura M., et al.* Proc. XII Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., Nica 1988, v.2, p.501-508 (1989).
26. *Tamano T., Cho T., Hirata M., et al.* Proc. Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion, Novosibirsk 1993, p.1-22 (1994).
27. *Miyoshi S., Cho T., Hojo H., et al.* Proc. XIII Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Res., Washington 1990, v.2, p.539-546 (1990).
28. *Inutake M., Ishihara A., Katsumata R., et al.* Proc. Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion, Novosibirsk 1993, p.51-68 (1994).
29. *Mase A., Itakura A., Inutake M., et al.* Nucl. Fusion, 31, 1725-1733 (1991).
30. *Mase A. Jeong J.H., Itakura A. et al.* Phys. Rev. Lett., 64, 2281-2284 (1990).
31. *Hirata M., Cho T., Takahashi E., et al.* Nucl Fusion, 31, 752-765 (1991).
32. *Cho T., Hirata M., Takahashi E., et al.* Phys. Rev., A45, 2532-2545 (1992).
33. *Unutake M., Tamano T., Cho T., et al.* Proc. XIV Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., Wurzburg 1992, v.2, p.651-658 (1993).
34. *Tamano T., Cho T., Hirata M., et al.* Proc. XV Intern. Conf. on Plasma Physics. and Controlled Nucl. Fusion Res., Sevilla 1994, v.2, p.399-404 (1994).
35. *Yatsu K., Bruskin L.G., Cho T., et al.* IAEA Technical Committee meeting “Innovative approaches to fusion energy”, Pleasanten CA USA 1997, extended synopses (1997).
36. *Yatsu K. Bruskin L.G., Cho T., et al.* Transactions Fusion Technology, 35 (1T), 52-59 (1999).
37. *Yatsu K.* Plasma Phys. Control. Fusion, 41, A307-A314 (1999).
38. *Yatsu K., Cho T., Hirata M., et al.* XVIII IAEA Fusion Energy Conference, Sorrento 2000, Paper IAEA-CN-77/EXP1/10.
39. *Ishii K. Takahashi T., Abe A., et al.* Temporal observation of potential structure in GAMMA-10, Proc. VI Intern. Toki Conf. on Plasma Physics. and Controlled Nucl. Fusion, Toki 1994, Japan (1995).
40. *Cho T. Hirata M., Hojo H., et al.* Transactions Fusion Technology, 39 (1T), 33-40 (2001).
41. *Cho T., Hirata M., Ogura K., et al.* Phys. Rev. Lett., 64, 1373-1376 (1990).
42. *Cohen R.H.*, Phys. Fluids, 26, 2774-2777 (1983).
43. *Cohen R.H.*, Nucl. Fusion, 21, p.209-214 (1981).
44. *Cho T., Kohagura J., Numakura T., et al.* Phys. Rev. Lett., 19, 4310-4313 (2001).
45. *Cho T. Hirata M., Hojo H., et al.* Nucl. Fusion, 41, 1161-1170 (2001).
46. *Cho T., Higaki H., Hirata M., et al.* Transactions Fusion science and technology, 47 (1T) 9-16 (2005).
47. *Saito T., Tatematsu Y., Ikegami H., et al.* Transactions Fusion science and technology, 47 (1T) 96-99 (2005).

- Cho T., et al.* Phys. Rev. Lett. (will be published), private communications (2005).
48. *Пеккер Л.С.* Устойчивость плазмы и распределение потенциалов в термобарьере амбиполярной ловушки, Препринт 80-161, Институт ядерной физики СО АН РСФСР, Новосибирск (1980).
  49. *Димов Г.И.* Физика плазмы, 23, 883-908; [Plasma Phys Rep (engl. transl.) 23, 813-836] (1997).
  50. *Yasaka Y., Takeno H., Inoue S., et al.* Proc. XII Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., Nica 1988, v.1, p.727 (1989).
  51. *Yasaka Y., Sakai O., Takeno H., and Hojo H.* Nucl. Fusion, 34, 1263-1269 (1994).
  52. *Sakai O., Yasaka Y, and Itatani R.* Phys. Rev. Lett., 70, 4071-4074 (1993).
  53. *Yasaka Y., Maruyama A., and Takano N.* Transactions Fusion science and technology, 43 (1T) 44-50 (2003).
  54. *Hwang S.M., Lee J.S., Yang J.G., et al.* Transactions Fusion Technology, 35 (1T), 99-106 (1999).
  55. *Kwon M., Bak J.G., Choh K., et al.* Transactions Fusion science and technology, 43 (1T) 23-29 (2003).
  56. *Kwon M., Bak J.G., Choh K., et al.* Transactions Fusion science and technology, 47 (1T) 17-22 (2005).
  57. *Bak J.G., Lee S.G. and Hanbit team.* Transactions Fusion science and technology, 47 (1T) 291-293 (2005).
  58. *Димов Г.И., Росляков Г.В.* Ловушка с амбиполярными барьерами, Препринт 80-152, Институт ядерной физики СО АН РСФСР, Новосибирск (1980); [UCRL-TRANS-11670, LLL, Livermore (1981)].
  59. *Димов Г.И.* Вопросы атомной науки и техники, сер.: Термоядерный синтез, 3, 13-23 (1988).
  60. *Gilev E.A., Dimov G.I., Kabantsev A.A., et al.* Proc. Intern. Conf. on Open Confinement Systems for Fusion, Novosibirsk 1993. World Scientific, p. 485-492 (1994).
  61. *Димов Г.И., Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю.* Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез, 3, 58-60 (1989).
  62. *Давыденко В.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я.* Вопросы атомной науки и техники, сер.: Термоядерный синтез, 2 (12), 67-70 (1983).
  63. *Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю.* Физика плазмы, 16, 700-709 (1990).
  64. *Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В.* Физика плазмы, 8, 970-978 (1982).
  65. *Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю.* Физика плазмы, 18, 635-643 (1992).
  66. *Димов Г.И., Кабанцев А.А., Кузьмин С.В. и др.* Физика плазмы, 19, 350-358 (1993); [Sov. J. Plasma Phys. (engl. transl.) 19, 180-184 (1993)].
  67. *Гилев Е.А., Димов Г.И., Кабанцев А.А., Соколов В.Г., Таскаев С.Ю.* Физика плазмы, 19, 1187-1197 (1993).
  68. *Гилев Е.А., Димов Г.И., Кабанцев А.А., Соколов В.Г., Таскаев С.Ю.* ЖЭТФ, 57, 621-624 (1993); [JETP. Lett (engl. transl.) 57, 639 (1993)].
  69. *Рюттов Д.Д., Ступаков Г.В.* Физика плазмы, 4, 501-519 (1978).
  70. *Арсенин В.В.* Физика плазмы, 8, 484-486 (1982).

71. Димов Г.И. Осесимметричная амбиполярная ловушка, Препринт 82-150, Институт ядерной физики СО АН РСФСР, Новосибирск (1982).
72. Димов Г.И., Лысянский П.Б. Физическое обоснование первой очереди. Препринт 86-102, Институт ядерной физики СО АН РСФСР, Новосибирск (1986).
73. Dimov G.I. Proc. Intern. School of Plasma Physics "Piero Caldirola", Varenna 1987, v.2, p.703-709, Editrice Compositori, Bologna (1988).
74. Dimov G.I., Davydenko V.I., and Lysyansky P.B. Contr. Papers XVI Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Venice 1989, part 2, p.815-818 (1990).
75. Димов Г.И. Вопросы атомной науки и техники, сер.: Термоядерный синтез, 1, 19-28 (1990).
76. Berk H.L., Wong H.V., and Tsang K.T. Phys. Fluids, 30, 2681-2693 (1987).
77. Kaiser T.B. and Pearlstein L.D. Phys. Fluids, 28, 1003-1005 (1985).
78. Глявин М.Ю., Нусинович П.С., Панкратова Т.Б. и др. Вопросы атомной науки и техники, сер.: Термоядерный синтез, 4, 65-70 (1990).
79. Dimov G.I., Proc. Intern. Conf. on Open Confinement Systems for Fusion, Novosibirsk 1993. World Scientific, p.23-35 (1994).
80. Belkin V.S., Bender E.D. Gilev E.A., et al. Ibid, p.37-49 (1994).
81. Akhmetov T.D., Belkin V.S., Bender E.D., et al. Proc. 21<sup>st</sup> Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Montpellier 1994, v.1, p.446 (1994).
82. Ахметов Т.Д., Белкин В.С., Бендер Е.Д. и др. Физика плазмы, 23, 988-1001 (1996); [Plasma Phys. Rep. (engl. transl.) 23, 911-923 (1996)].
83. Ахметов Т.Д., Давыденко В.И., Кабанцев А.А. и др. Физика плазмы, 24, 1065-1069 (1998).
84. Ахметов Т.Д., Давыденко В.И., Таскаев С.Ю. Физика плазмы, 26, 166-171; [Plasma Phys. Rep. (engl. transl.) 26, 152] (2000).
85. Ахметов Т.Д., Давыденко В.И., Кабанцев А.А. и др. Физика плазмы, 24, 1070-1077; [Plasma Phys. Rep. (engl. transl.) 24, 1070] (1998).
86. Akhmetov T.D., Belkin V.S., Bender E.D., et al. Transactions of Fusion Technology, 35 (1T), 94-98 (1999).
87. Akhmetov T.D. and Davydenko V.I. Ibid, 121-125 (1999).
88. Dimov G.I., Morozov I.I. Rev. Sci. Instrum., 61(1), 401 (1990).
89. Akhmetov T.D., Bekher S.A., Belkin V.S., et al. Transactions of Fusion Technology, 39 (1T), 83-90 (2001).
90. Ахметов Т.Д., Белкин В.С., Беспамятнов И.О. и др. Физика плазмы, 28, 816-821; [Plasma Phys. Rep. (engl. transl.) 28, 750-755] (2002).
91. Akhmetov T.D., Belkin V.S., Bespamyatnov I.O., et al. Transactions Fusion science and technology, 43 (1T) 58-62 (2003).
92. Cohen B.I., Freis R.P., and Newcomb W.A. Phys. Fluids, 29, 1558 (1986).
93. Akhmetov T.D., Belkin V.S., Bespamyatnov I.O., et al. "Operation with a high pressure plasma in the central solenoid of AMBAL-M", 30th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., ECA, v.27A, P-2, p.191 (2003).  
([http://EPC2003.ioffe.ru/PDFS/P2\\_191.pdf](http://EPC2003.ioffe.ru/PDFS/P2_191.pdf)).

94. Головин И.Н. Малорадиоактивный управляемый термоядерный синтез, Препринт ИАЭ-4885/8, Москва-ЦНИИатоминформ (1989).
95. Головин И.Н. Физика плазмы, 16, 1397-1409 (1990).
96. Головин И.Н. “Энергетика 21-го века и термоядерные реакторы, сжигающие гелий-3”, Препринт ИАЭ-5522/8, РИЦ “Курчатовский институт”, Москва (1992).
97. Кадомцев Б.Б., Тимофеев А.В. Докл. Акад. Наук СССР, 146, 581 (1962).
98. Михайловский А.Б., Тимофеев А.В. ЖЭТФ, 44, 919 (1963).
99. Hojo H., Mase A., Katsumata R., et al, Jpn. J. Appl. Phys., 32, 3287-3288 (1993).
100. Сковорода А.А., Шафранов В.Д. Физика плазмы, 21, 937; [Plasma Phys. Report (Engl. Transl.), 21, 886] (1995).
101. Berk H.L. Proc. Intern. Conf. on Open Confinement Systems for Fusion, Novosibirsk 1993. World Scientific, p.177-185 (1994).
102. Li Xing-Zhong, Kesner J., and LoDestro L.L. Nucl. Fusion, 27, 1259-1266 (1987).
103. Арсенин В.В., Куянов А.Ю. Физика плазмы, 22, 707-711; [Plasma Phys. Report (Engl. Transl.), 22, 638-642] (1996).
104. Rosenbluth M.N., Krall N.A., and Rostoker N. Nucl. Fusion, Supplement, part 1, 143-150 (1962).
105. Post R.F. Transactions Fusion Technology, 39, 25-32 (2001).
106. Пост Р.Ф. Физика плазмы, 28, 772-782; [Plasma Phys. Report (Engl. Transl.), 28, 712-720] (2002).
107. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Письма в ЖТФ, 5, 678 (1979).
108. Bagryanskii P.A., Ivanov A.A., Klyosov V.V., et al. Proc. Intern. School of Plasma Physics “Piero Caldirola”, Varenna 1987, v.2, p.635-657, Editrice Compositori, Bologna (1988).
109. Ivanov A.A., Abdrashitov G.F., Anikeev A.V., et al. Transactions Fusion science and technology, 43 (1T) 51-57 (2003).
110. Арсенин В.В., Куянов А.Ю. Физика плазмы, 22, 478-480; [Plasma Phys. Report (Engl. Transl.), 22, 436-437] (1996).
111. Dimov G.I. Transactions of Fusion Technology, 35 (1T), 10-19 (1999).
112. Perkins L.J., Logan B.G., Campbell R.B., et al. Fusion Technology, 8, 685-689 (1985).
113. Dimov G.I. J. Plasma Fusion Res. SERRIES (Japan), 2, 234-237 (1999).
114. Димов Г.И. Письма в ЖТФ, 25, 28-33 (1999); [Tech. Phys. Lett (engl. transl.) 25, №12 (1999)].
115. Wittenberg L.J., Santarius J.F., and Kulcinski G.L. Fusion Technology, 10, 165-178 (1986).
116. Golovin I.N. Proc. Workshop on D-3He based Reactor Studies, Moscow, p.5-6 (1991).
117. Golovin I.N., Arsenin V.V., Kuyanov A.Yu., et al. Proc. Second Wisconsin Symposium on Helium-3 and Fusion Power, Madison, p.107-114 (1993).
118. Golovin I.N., Dimov G.I., Arsenin V.V. et al. Proc. 6th Toki Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion, Toki 1994, paper 03-01, Japan (1995).
119. Carpenter S.A. and Deveny M.E. Proc. Second Wisconsin Symposium on Helium-3 and Fusion Power, Madison, p.279-284 (1993).

*Г.И. Димов*

**Амбиполярная ловушка**

*G.I. Dimov*

**Ambipolar trap**

ИЯФ 2005-8

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 3.03.2005

---

Сдано в набор 9.03.2005

Подписано в печать 10.03.2005

Формат 60x90 1/16 Объем 3.0 печ.л., 2.4 уч.-изд.л.

Тираж 185 экз. Бесплатно. Заказ № 8

---

*Обработано на IBM PC и отпечатано  
на ротапинтере ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН  
Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 11*