

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

**Газодинамическая ловушка:
результаты исследований и перспективы**

А.А. Иванов, В.В. Приходько

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) представляет собой одну из версий открытой магнитной ловушки, особенность которой заключается в большом расстоянии между магнитными пробками, превышающим среднюю длину пробега ионов по отношению к рассеянию в конус потерь, а также в большом пробочном отношении ($R \sim 100$, $R = B_{\max}/B_{\min}$ — отношение магнитных полей в пробке и в центре ловушки) и осесимметричной геометрии. В этих условиях, в отличие от обычной открытой ловушки, плазма имеет изотропную максвелловскую функцию распределения. Скорость потерь ионов через концевые пробки определяется системой простых газодинамических уравнений, с чем и связано название ловушки. Время жизни плазмы в ГДЛ по порядку величины равно LR/V_{Ti} , где L — длина ловушки, V_{Ti} — тепловая скорость ионов. Таким образом, увеличение длины ловушки и пробочного отношения позволяет, в принципе, получить время удержания, достаточное для термоядерных приложений. Обсуждаются экспериментальные результаты по удержанию и нагреву плазмы, полученные в исследованиях на установке ГДЛ в Новосибирске. Рассмотрены перспективы создания на основе ГДЛ мощного источника нейтронов, который может быть использован для испытания материалов для первой стенки термоядерного реактора, а также в дальнейшем в качестве драйвера для подкритических реакторов деления.

Ключевые слова: газодинамическая ловушка, нейтронный источник, открытая ловушка

PACS numbers: 28.52. –s, 52.50. –b, 52.55. Jd

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.09.037967>

Содержание

1. Введение и основные положения теории открытых магнитных ловушек (547).
2. Газодинамическая ловушка (551).
2.1. Общая схема. 2.2. Нейтронный источник на основе газодинамической ловушки. 2.3. Экспериментальная установка в Институте ядерной физики СО РАН.
3. Магнитогидродинамическая устойчивость плазмы без дополнительного нагрева при стабилизации расширителем (559).
4. Нагрев плазмы атомарными пучками и удержание быстрых ионов (561).

5. Подавление электронного потока тепла (563).
 6. Магнитогидродинамическая устойчивость плазмы при нагреве атомарными пучками (564).
6.1. Стабилизация расширителями. 6.2. Стабилизация каспом. 6.3. Стабилизация азимутальным вращением с широм.
 7. Эксперименты по сверхвысокочастотному нагреву плазмы (570).
 8. Заключение (571).
- Список литературы (573).

1. Введение и основные положения теории открытых магнитных ловушек

Работа посвящена исследованиям физики газодинамической ловушки. В целях полноты изложения уместно напомнить читателю основные положения физики открытых магнитных ловушек, одной из версий которой и является собственно газодинамическая ловушка. Открытая магнитная ловушка, или пробкотрон, топологически отличная от токамаков и стеллараторов, представляет собой простейший тип линейной магнитной ловушки. Ловушка этого типа была предложена в 1954 г. Г.И. Будкером (СССР) и независимо от него Р. Постом (США) [1, 2]. В такой ловушке плазма удерживается в поперечном направлении магнитным полем, а её свободное растекание в продольном направлении ограничивается за счёт отражения частиц от областей с повышенным магнитным полем — так называемых магнитных пробок (рис. 1). Отражение частиц происходит вследствие закона сохранения энергии, а также постоянства

А.А. Иванов. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск, Российская Федерация; Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация
E-mail: A.A.Ivanov@inp.nsk.su
В.В. Приходько. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск, Российская Федерация; Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация; Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, ул. Б. Тульская 52, 115191 Москва, Российская Федерация
E-mail: V.V.Prikhodko@inp.nsk.su

Статья поступила 4 июля 2016 г.,
после доработки 20 сентября 2016 г.

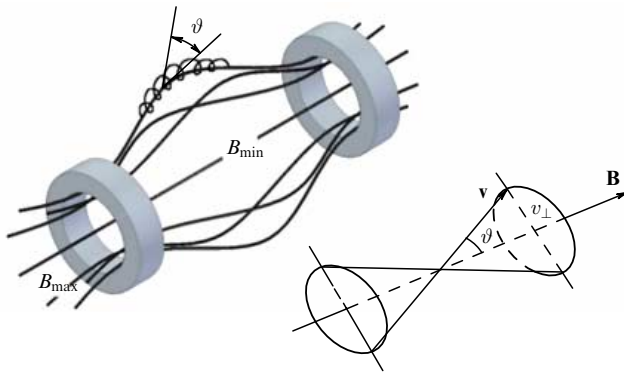


Рис. 1. Простейшая открытая ловушка-пробкотрон.

магнитного момента "ларморовского кружка" частиц, который является адиабатическим инвариантом при их движении в слабонеоднородном магнитном поле:

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}.$$

Здесь B — величина магнитного поля, m — масса частицы, v_{\perp} — скорость частицы поперёк магнитного поля. От магнитных пробок отражаются частицы, имеющие в центре ловушки достаточно большую поперечную скорость, так что выполняется условие:

$$\mathcal{E} = \frac{mv_{\parallel}^2}{2} + \mu B_{\min} \leq \mu B_{\max},$$

где \mathcal{E} — полная энергия частицы, v_{\parallel} — скорость частицы вдоль магнитного поля, а B_{\min} и B_{\max} — величины магнитного поля в центре ловушки и в магнитной пробке (влиянием электрического потенциала здесь пренебрегаем).

В пространстве скоростей (v_{\parallel} , v_{\perp}) область удержания расположена вне конуса с углом при вершине $\vartheta = \arcsin 1/\sqrt{R}$, где $R = B_{\max}/B_{\min}$ — пробочное отношение. Уход ионов из области удержания в конус потерь и их вылет из ловушки вдоль магнитного поля происходят за время порядка кулоновских столкновений ионов между собой:

$$\tau_{ii} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sqrt{m_i T_i^3}}{e^4 A_i n_i},$$

где e — элементарный заряд (рассматривается водородная плазма), m_i , T_i и n_i — масса, температура и плотность ионов, A_i — кулоновский логарифм. При той же энергии рассеяние электронов и их выход в конус потерь происходят в $\sqrt{m_i/m_e}$ раз быстрее (m_e — масса электрона). Вследствие этого в плазме возникает электрическое поле, выравнивающее потоки электронов и ионов в пробки, так что плазма остаётся квазинейтральной. Возникающий при этом потенциал принято называть амбиполярным. Электроны, запертые в потенциальной яме глубокой в несколько температур, имеют изотропное максвелловское распределение по скоростям. Вдоль силовой линии профиль амбиполярного потенциала определяется для максвелловских электронов формулой Больцмана:

$$e\varphi(l) = T_e \ln(n_e(l)) + \text{const},$$

где φ — потенциал, T_e и n_e — температура и плотность электронов, l — координата вдоль силовой линии. Амбиполярное электрическое поле

$$E_{\parallel} = -\frac{\partial\varphi}{\partial l} = -\frac{T_e}{en} \frac{\partial n}{\partial l}$$

в случае, если плотность плазмы убывает в направлении к пробке, выталкивает ионы из ловушки. При этом их продольное движение определяется соотношением

$$\frac{m_i v_{\parallel}^2}{2} = \mathcal{E} - U_{\text{eff}},$$

где $\mathcal{E} = m_i v^2/2 + e\varphi$ — полная энергия иона, а $U_{\text{eff}} = e\varphi + \mu B$ — эффективная потенциальная энергия, часто называемая потенциалом Юшманова [3]. Скорость потерь ионов из ловушки определяется соотношением между энергией иона и максимумом потенциала Юшманова, который в свою очередь зависит от профиля плотности. Точное решение этой задачи возможно в общем случае только численными методами, поскольку профиль плотности зависит от двух факторов: от функции распределения ионов и области удержания ионов в пространстве скоростей. Можно лишь заметить, что если температура электронов не слишком высока, как это часто имеет место в экспериментах на открытых ловушках, то перепад амбиполярного потенциала оказывается малым по сравнению с энергией ионов. В этих условиях приведённая ранее оценка скорости потерь из ловушки оказывается по порядку величины верной.

Часто для упрощения используется модель, в которой принимается, что магнитное поле в ловушке постоянно и скачком нарастает в пробке, а весь перепад амбиполярного потенциала сосредоточен в пробке (модель прямоугольной магнитной ямы). В этом приближении вся плазма в целом приобретает положительный потенциал φ_0 , так что граница области удержания ионов в пространстве скоростей переходит в двуполостный гиперболоид

$$v_{\parallel}^2 - \frac{v_{\perp}^2}{R-1} = \frac{2e\varphi_0}{m_i(R-1)}.$$

Заметим, что для ионов примесей правая часть этого соотношения должна быть умножена на величину заряда примеси Z . Для ионов с большим зарядом это приводит к тому, что они теряются из ловушки практически за один пролёт между пробками. Ионы примесей с небольшой зарядностью также быстро уходят из ловушки как за счёт расширения гиперболоида потерь, так и вследствие увеличенной скорости их рассеяния на ионах основной плазмы. Таким образом, в открытых магнитных ловушках существует специфический механизм очищения плазмы от тяжёлых примесей. В замкнутых ловушках накопление примесей может представлять значительную трудность.

Если температура электронов достаточно мала и влияние амбиполярного потенциала несущественно, то решение кинетического уравнения показывает, что при увеличении пробочного отношения время удержания ионов растёт очень медленно — логарифмически:

$$\tau_{\text{kin}} \approx 0,4\tau_{ii} \ln R. \quad (1)$$

Таким образом, увеличивая пробочное отношение, нельзя существенно увеличить время жизни. Численные расчёты показывают, что термоядерный реактор на основе открытой ловушки в лучшем случае может иметь коэффициент усиления вводимой в ловушку мощности Q , близкий к единице [4].

Вследствие наличия конуса потерь удерживаемая в пробкотроне плазма всегда характеризуется анизотропным распределением ионов по скоростям. В декартовой системе координат тензор потока импульса имеет вид:

$$P_{\alpha\beta} = p_{\perp} \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{B_{\alpha}B_{\beta}}{B^2} \right) + p_{\parallel} \frac{B_{\alpha}B_{\beta}}{B^2}.$$

В этом выражении мы пренебрегли недиагональными элементами тензора, пропорциональными квадрату отношения ларморовского радиуса ионов к радиусу плазмы. Недиагональные элементы описывают вязкость плазмы и, как правило, не влияют на равновесие. Величины продольного и поперечного давления плазмы в пробкотронах обычно сильно отличаются. Так, если плазма создаётся и поддерживается путём инъекции атомарных пучков поперёк поля в экваториальной плоскости ловушки, то можно создать условия, когда $p_{\perp} \gg p_{\parallel}$.

Уравнение равновесия плазмы в магнитном поле может быть записано в виде

$$\frac{\partial}{\partial x_{\beta}} (P_{\alpha\beta} + T_{\alpha\beta}) = 0,$$

$$T_{\alpha\beta} = p_m \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{B_{\alpha}B_{\beta}}{B^2} \right) - p_m \frac{B_{\alpha}B_{\beta}}{B^2}, \quad p_m = \frac{B^2}{8\pi},$$

где $T_{\alpha\beta}$ — максвелловский тензор натяжений магнитного поля, p_m — магнитное давление. В равновесии давление плазмы искажает вакуумное магнитное поле, что приводит к появлению компенсирующей силы. Эта сила вызывается протекающим по плазме током и равна $(1/c)[\mathbf{j}\mathbf{B}]$. Если считать, что $p_{\perp} \approx p_{\parallel} \approx p$, то можно ввести безразмерный параметр $\beta = p/p_m$, который характеризует равновесие. Ясно, что этот параметр не может быть существенно больше единицы, иначе магнитное давление не могло бы уравновесить давление плазмы. Каково предельное значение β плазмы в данной магнитной конфигурации? Эта задача, особенно если система неосесимметрична, обычно требует численных расчётов. Однако вид уравнения равновесия показывает, что если в системе нет каких-либо малых параметров, то предельное значение β будет порядка единицы. Этот вывод применим к коротким пробкотронам, в которых поперечный размер плазмы близок к расстоянию между пробками. Оказывается, что этот вывод верен и для длинных осесимметричных пробкотронов, в которых расстояние между пробками много больше поперечного размера плазмы [5].

Вдоль направления магнитного поля уравнение равновесия плазмы сводится к соотношению $\partial p_{\parallel}/\partial B = (p_{\parallel} - p_{\perp})/B$. Отсюда видно, что продольное давление падает по направлению к пробке, если поперечное давление превышает продольное, т.е. плазма, удерживаемая в пробочной ловушке, анизотропна.

Существует целый ряд плазменных неустойчивостей, которые приводят к повышенным потерям плазмы из открытых ловушек с простой осесимметричной геомет-



Рис. 2. Возмущение границы плазмы при развитии желобковой неустойчивости. Стрелками показаны силовые линии магнитного поля.

рии магнитного поля. Самая опасная из них, пожалуй, перестановочная, или желобковая, неустойчивость.

Развивающиеся возмущения границы плазмы имеют вид желобков, вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля (рис. 2). Эти возмущения относятся к так называемым магнитогидродинамическим (МГД). Причиной, которая вызывает неустойчивость, является дрейф электронов и ионов в магнитном поле по азимуту в противоположном направлении в неоднородном, спадающем по радиусу, магнитном поле ловушки. В результате дрейфа в поле возмущения происходит разделение зарядов, поляризация плазмы в желобке и её вынос по радиусу. Неустойчивость не связана с какими-либо деталями функции распределения ионов и является очень быстрой, так что плазма теряется из ловушки поперёк за время порядка времени пролёта ионов вдоль ловушки.

Уравнение для магнитного поля в плазме в МГД-приближении имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} [\mathbf{v}\mathbf{B}] + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B},$$

где v и σ — скорость движения и проводимость плазмы, c — скорость света. Если проводимость плазмы достаточно велика, то последним членом в уравнении можно пренебречь, и оно сводится к виду

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} [\mathbf{v}\mathbf{B}].$$

Это уравнение называется условием "вмороженности". В таком приближении плазма "вморожена" в магнитное поле, т.е. силовые линии перемещаются вместе с плазмой, и величина B/ρ (где ρ — плотность плазмы) меняется в каждой точке пропорционально растяжению соответствующей "жидкой линии". Выражая возмущение скорости через смещение плазмы $\mathbf{v} = \partial \xi / \partial t$, можно связать изменение магнитного поля с вектором смещения, $\delta \mathbf{B} = \text{rot} [\xi \mathbf{B}]$. Наиболее опасными оказываются возмущения, имеющие вид тонких в азимутальном направлении "лезвий", которые раздвигают магнитное поле, не вызывая возмущения магнитной энергии: $[\xi \mathbf{B}] = \nabla \psi$ (при этом $\delta \mathbf{B} = 0$), где ψ — некоторая скалярная функция.

Для подавления МГД-неустойчивости было предложено использовать в дополнение к основному полю ловушки магнитное поле квадрупольной геометрии, создаваемое в простейшем случае системой чередующихся по направлению токов, параллельных оси ловушки ("палки

Иоффе" [6]). При этом удаётся стабилизировать неустойчивость, если квадрупольная добавка достаточно велика. А именно, устойчивость достигается, если модуль магнитного поля нарастает во все стороны из центра ловушки, что приводит к изменению направления азимутального дрейфа ионов и электронов, так что возмущения не могут нарастать (принцип "минимума-В"). Позднее было предложено ещё несколько конфигураций, имеющих аналогичное свойство, но отличающихся относительно большим объёмом области минимального поля. Вместе с тем для стабилизации МГД-неустойчивости достаточно только, чтобы во всплывающем желобке в среднем по его сечению ионы и электроны дрейфовали в нужную сторону. Это обстоятельство связано с тем, что в данном приближении проводимость плазмы вдоль магнитного поля велика, и потенциал вдоль силовых линий выравнивается. Тогда для стабилизации нужно, чтобы полный азимутальный ток, протекающий через желобок, не приводил к росту поляризации плазмы. Плотность тока, возникающего в результате дрейфа частиц в неоднородном магнитном поле, имеет величину

$$j_{\perp} = ne(v_{\perp i} - v_{\perp e}) = \frac{c\kappa}{B} (P_{\perp} + P_{\parallel}),$$

где κ — кривизна силовой линии, $P_{\perp} = p_{\perp}$ и $P_{\parallel} = p_{\parallel} + \rho v_{\parallel}^2$ — компоненты тензора потока импульса, выражающиеся через давление и скорость движения плазмы. (Здесь следует отметить, что средние азимутальные скорости ионов и электронов, $v_{\perp i}$ и $v_{\perp e}$, различаются, в то время как продольные скорости одинаковы: $v_{\parallel i} = v_{\parallel e} = v_{\parallel}$.) Смещение в желобках зависит от продольной координаты вдоль силовой линии как $\xi = \xi_0(r_0 B_0 / r B)$, где r — радиальное положение силовой линии, а индексом "0" обозначаются величины в центральной плоскости. Соответственно через сечение желобка протекает азимутальный ток с плотностью

$$j_{\perp} \xi dl = \frac{c\kappa}{B} (P_{\perp} + P_{\parallel}) \xi_0 \frac{r_0 B_0}{r B} dl.$$

Интегрируя это выражение вдоль силовой линии, можно получить критерий устойчивости [5, 7]:

$$\int (p_{\perp} + p_{\parallel} + \rho v_{\parallel}^2) \frac{\kappa}{B^2 r} dl \geq 0. \quad (2)$$

Этот подход был использован в оригинальной работе [8], в которой предполагалось, что вклад плазмы между пробками, где кривизна неблагоприятна, можно компенсировать вкладом плазмы в запробочной области, где кривизну можно сделать благоприятной для устойчивости (см. далее разделы 3, 6.1 и 6.2).

Помимо МГД-возмущений в плазме может развиваться целый ряд кинетических неустойчивостей, вызванных неравновесным характером функции распределения частиц. Кратко рассмотрим некоторые из них. Исторически первой обсуждалась неустойчивость Дори–Геста–Харриса [9], которая связана с возмущённым дрейфовым движением ионов и электронов в поле волны. Скорость дрейфа ионов определяется усреднённым по ларморовской орбите электрическим полем, равным $E_{\text{eff}} = E_0 J_0(k_{\perp} \rho_i)$, где E_0 и k_{\perp} — амплитуда поля и волновой вектор волны, J_0 — функция Бесселя, ρ_i — ларморовский радиус иона. Для электронов среднее поле практически совпадает с полем в точке нахождения час-

тицы. Указанная зависимость скорости дрейфа ионов от поперечной компоненты волнового вектора приводит к тому, что в некотором диапазоне $J_0(k_{\perp} \rho_i) < 0$ ионы дрейфуют в сторону, противоположную электронам, что и приводит к неустойчивости. Неустойчивость Дори–Геста–Харриса сильно подавляется тепловым разбросом частиц по скоростям и, по-видимому, вследствие этого не наблюдалась экспериментально.

В работах [10, 11] обсуждалась высокочастотная (ВЧ) конвективная неустойчивость, связанная с анизотропией плазмы, появляющейся вследствие наличия конуса потерь. Для того чтобы возбуждаемая при развитии неустойчивости волна меняла магнитный момент ионов и приводила к их вылету из ловушки, необходимо, чтобы её частота была больше циклотронной частоты. Для более низкочастотных волн возмущение является адиабатическим и не приводит к изменению магнитного момента. Таким образом, частота неустойчивых колебаний должна удовлетворять неравенству $\omega \geq \omega_{ci}$, где ω_{ci} — ионная циклотронная частота, а их фазовая скорость должна лежать в области, где производная функции распределения по поперечной скорости положительна, т.е. $\omega/k_{\perp} \approx v_i$. Эти соотношения выполняются, если длина волны колебаний меньше ларморовского радиуса ионов $k_{\perp} \rho_i > 1$.

Развитие ВЧ конусной неустойчивости происходит из-за раскачки замагниченных косых ленгмюровских колебаний с законом дисперсии $\omega = \omega_{pe} k_z / k$, где ω_{pe} — плазменная частота электронов, у которых фазовая скорость лежит на положительном склоне функции распределения ионов по поперечным скоростям, а частота близка к ионно-циклотронной. Нарастающие колебания имеют большую продольную групповую скорость и выносятся из ловушки, не успевая нарасти, если её длина удовлетворяет неравенству

$$L \leq 200 \rho_i \sqrt{1 + \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2}},$$

где ω_{ce} — электронная циклотронная частота. Более опасной является описанная в работе [11] дрейфово-конусная неустойчивость, которая является абсолютной, т.е. возбуждаемые колебания имеют нулевую продольную групповую скорость. Развитие этой неустойчивости связано с раскачкой электронных дрейфовых колебаний, взаимодействующих с ионами с немонотонным ($\partial f / \partial v_{\perp}^2 > 0$) распределением по поперечным скоростям. Неустойчивость не развивается, если поперечный размер плазмы, определяемый градиентом плотности,

$$a = \frac{1}{\chi} = \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \right)^{-1},$$

не слишком мал:

$$\chi \rho_i \leq 0,38 \left(\frac{m_e}{m_i} + \frac{\omega_{ci}^2}{\omega_{pi}^2} \right)^{2/3},$$

где ω_{pi} — плазменная частота ионов. Для достаточно плотной плазмы этот критерий выполняется, если радиус плазмы превышает $3-5 \rho_i$. Стоит отметить, что как дрейфово-конусная, так и ВЧ конусная неустойчивости очень чувствительны к добавкам небольшого количества изотропных холодных ионов, которые сильно влияют на

производную функции распределения по поперечным скоростям при $v_{\perp} \approx 0$ [12]. Расчёты требуемого для стабилизации дрейфово-конусной неустойчивости количества холодных ионов были выполнены в работах [13, 14]. Экспериментально развитие этой неустойчивости и её подавление за счёт малой добавки холодных ионов было подробно исследовано группой М.С. Иоффе в Национальном исследовательском центре "Курчатовский институт" [6] и в Ливерморской лаборатории на установках 2Х и 2ХПВ [15].

Наиболее опасны неустойчивости, нечувствительные к тонким деталям функции распределения. К их числу относится альфвеновская анизотропная неустойчивость [16–18], механизм развития которой связан с резонансом продольных альфвеновских волн с поперечным движением ионов. Неустойчивость развивается в плазме большого давления, если поперечная и продольная температура ионов сильно отличаются: $\beta_{\perp} (T_{\perp}/T_{\parallel})^2 \geq 8$ [19], где β_{\perp} — отношение поперечного давления плазмы к давлению магнитного поля. Эта неустойчивость наблюдалась экспериментально, например, в установках ТМХ (Tandem Mirror eXperiment, амбиполярная ловушка) [20] и ГАММА-10 [21]. В экспериментах на установке ТМХ было отмечено, что снижение анизотропии ионов, которые создавались за счёт наклонной инжекции атомарных пучков в ловушку и их последующей перезарядки и ионизации в плазме, приводит к уменьшению инкремента альфвеновской анизотропной неустойчивости [16].

К настоящему времени механизмы стабилизации кинетических неустойчивостей плазмы в открытых ловушках достаточно хорошо изучены теоретически и экспериментально. Тем не менее, по существу, центральная проблема открытых систем, даже если скорость рассеяния классическая, — это слишком большая скорость продольных потерь плазмы. Решение этой проблемы потребовало принципиально новых идей, на основе которых были созданы модификации открытых ловушек с улучшенным продольным удержанием. К ним относятся амбиполярная [22], многопробочная [23] и газодинамическая [8] ловушки. Современное состояние исследований по амбиполярному удержанию плазмы детально рассмотрено в обзоре [24]. Подробный обзор исследований на "классических" пробкотронах представлен в [6]. Целью настоящей работы является обзор результатов исследований на газодинамической ловушке. Дополнительную информацию по физике открытых магнитных ловушек можно найти в великолепном обзоре [25].

2. Газодинамическая ловушка

2.1. Общая схема

Одна из версий открытой ловушки — газодинамическая ловушка — была предложена в работе В.В. Мирнова и Д.Д. Рютова в конце 1970-х годов [8]. По существу газодинамическая ловушка представляет собой длинный осесимметричный соленоид с магнитными пробками на концах, в котором удерживается плазма (рис. 3).

Пробочное отношение предполагается большим, а плазма в соленоиде — достаточно плотной, так что длина свободного пробега иона по отношению к рассеянию в конус потерь меньше длины ловушки. Плазма, удерживаемая в центральном соленоиде газодинамической ловушки, — столкновительная и имеет максвеллов-

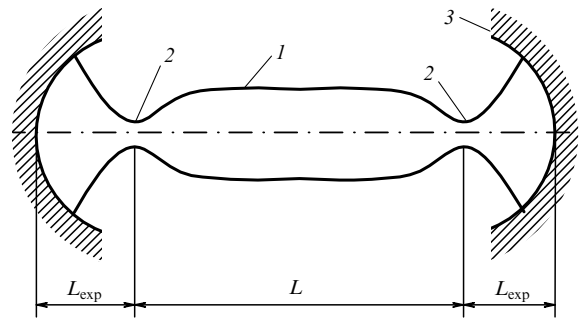


Рис. 3. Схема газодинамической ловушки: 1 — силовые линии магнитного поля в центральном соленоиде, 2 — магнитные пробки, 3 — торцевая стенка — поглотитель плазмы.

ское изотропное распределение частиц по скоростям, кроме небольшой области в непосредственной близости от пробок. Это обстоятельство делает невозможным развитие рассмотренных выше кинетических неустойчивостей, характерных для классических пробкотронов.

Простая оценка скорости продольных потерь плазмы через пробки в ГДЛ может быть получена, если плотность плазмы умножить на скорость её вытекания, примерно равную скорости звука, и на сечение плазмы в пробке. Получившееся выражение для скорости потерь плазмы имеет вид $nV_s \pi a^2 / R$, где n — плотность плазмы, V_s — ионно-звуковая скорость, a — радиус плазмы в соленоиде, R — пробочное отношение. Эта оценка не зависит от частоты столкновений и представляет собой мажорирующую оценку скорости продольных потерь. Даже развитие быстрых неустойчивостей, увеличивающих скорость углового рассеяния ионов, не может увеличить скорость продольных потерь. Оценку времени жизни плазмы по отношению к вытеканию через пробки легко получить, разделив полное число частиц в соленоиде $n\pi a^2 L$ на скорость продольных потерь, что даёт:

$$\tau_{\text{gd}} \sim \frac{n\pi a^2 L}{nV_s(\pi a^2/R)} = \frac{RL}{V_s}.$$

Видно, что, в отличие от простого пробкотрона, время жизни в ГДЛ достаточно быстро (линейно) возрастает с увеличением пробочного отношения, что позволяет, увеличивая длину центрального соленоида и пробочное отношение, получить время жизни, приемлемое, в том числе, и для реактора [5]. Пользуясь полученной оценкой времени жизни, можно уточнить требования на параметры плазмы в ловушке. А именно, для того чтобы конус потерь был заполнен, необходимо потребовать, чтобы газодинамическое время удержания было больше оценки (1), т.е. больше, чем время удержания с пустым конусом потерь. Тогда параметры плазмы должны удовлетворять условию $RL/V_i \geq \tau_{ii} \ln R$ или $L \geq \lambda_{ii} \ln R/R$ [5, 8], где $\lambda_{ii} = V_i \tau_{ii}$ — длина пробега иона до столкновения.

Привлекательной особенностью ГДЛ является возможность стабилизации в ней быстрых желобковых возмущений даже в случае осесимметричной геометрии магнитной системы. Для стабилизации мелкомасштабных в поперечном направлении мод необходимо выполнить критерий стабилизации Розенблюта–Лонгмайра (2). В паракиральном приближении (т.е. в случае, когда углы наклона силовых линий относительно оси достаточно малы), которое хорошо выполняется для случая

ГДЛ, кривизна равна $\kappa \approx d^2r/dl^2$, где r — радиус силовой линии, l — продольная координата, отсчитываемая вдоль силовой линии. В этом приближении для оценок удобно пользоваться также соотношением $\kappa \approx r/l_m^2$, связывающим кривизну силовой линии с характерной длиной изменения поля l_m .

Внутри длинного центрального соленоида с магнитными пробками на концах интеграл (2) отрицателен. Стабилизации можно достичь, если за пробками давление плазмы достаточно велико и кривизна силовых линий благоприятна. В простом пробкотроне плотность плазмы за пробкой исчезающе мала. Оценить её можно, приравняв столкновительные потери из ловушки $N/\tau_{ii} \approx (RSL/\tau_{ii})n_0$ (здесь N — полное число частиц в ловушке, S — площадь сечения плазмы в пробке, L — расстояние между пробками) потоку частиц в пробке Snv_{Ti} , где n — плотность плазмы в запробочной области. Считая пробочное отношение не слишком большим, получим с требуемой точностью $n/n_0 \sim \tau_{tr}/\tau_{ii} \gg 1$, где $\tau_{tr} = L/v_{Ti}$ — характерное время пролёта иона через ловушку. В газодинамической ловушке скорость продольных потерь гораздо выше, так что плотность запробочной плазмы сравнима с плотностью в центре ловушки. Грубо критерий стабилизации может быть получен из критерия Розенблюта – Лонгмайра (2), если считать эффективное значение $\beta^{\text{eff}} = (p_{\parallel} + p_{\perp} + \rho V^2)/B^2$ постоянным в центральном соленоиде и расширителе. Тогда в параксиальном приближении критерий устойчивости приобретает вид $\beta_c^{\text{eff}}/L < \beta_{\text{exp}}^{\text{eff}}/L_{\text{exp}}$, где индексы "с" и "exp" относятся к центральной части ловушки и расширителю соответственно. Для выполнения этого критерия поле в расширителе резко уменьшается от магнитной пробки к торцевой стенке, а силовые линии имеют большую благоприятную кривизну, что соответствует малой длине расширителя L_{exp} .

Аксиальная симметрия магнитного поля ловушки, являясь сама по себе существенным техническим преимуществом ГДЛ, кроме того, исключает проявление "неоклассических" механизмов поперечного переноса, связанных с неволоженностью дрейфовых оболочек ионов [26]. В экспериментах на амбиполярных ловушках было показано, что эти эффекты могут приводить к значительному возрастанию поперечных потерь (см., например, [24]).

2.2. Нейтронный источник на основе газодинамической ловушки

Перспективы создания на основе ГДЛ термоядерного реактора в настоящее время не вполне ясны. Во многом эффективность реактора зависит от магнитного поля в пробках. Рассматривались возможности создания пробочного узла с комбинированными обмотками — тёплыми и сверхпроводящими [27], а также с чисто сверхпроводящей обмоткой. Оценки требуемой длины такого реактора с магнитным полем в пробках 45 Тл (что уже близко к достигнутому уровню развития техники получения больших стационарных магнитных полей) дают величину около 3 км при коэффициенте усиления мощности $Q = 3$ и мощности атомарной инжекции 5 ГВт [5]. Эти величины кажутся неоправданно большими, однако следует помнить, что в основном объёме поле составляет всего 1–1,5 Тл и создаётся простыми аксиально-симметричными катушками. Дальнейший прогресс в развитии технологии тёплых сверхпроводников, кото-

рый позволил бы довести поле в пробках до 40–50 Тл при использовании чисто сверхпроводящих обмоток, мог бы существенно увеличить конкурентоспособность газодинамической ловушки-реактора. Кроме того, заметного снижения требуемой длины ловушки (до ~ 1 км) можно достичь за счёт некоторого усложнения конструкции, если на каждом из концов ловушки установить несколько дополнительных пробок, уменьшающих продольные потери плазмы [5, 28].

Важным практическим применением газодинамической ловушки могло бы быть создание на её основе источника 14-МэВ нейтронов D–T-реакции. Анализ [5] показал, что такой нейтронный генератор может обладать уникальными характеристиками даже при параметрах плазмы, близких к уже достигнутому в открытых ловушках, и, что чрезвычайно важно, при довольно консервативных предположениях о возможностях их повышения. Более того, генератор может быть создан на основе техники сегодняшнего дня и фактически мог бы стать первым практическим применением термояда для мирных целей. Существенное достоинство нейтронного генератора на основе ГДЛ состоит в том, что в нём достижимы значения $\beta \sim 1$. Скорость термоядерной реакции в единице объёма пропорциональна $n^2 \propto \beta^2 B^4$, что позволяет создать относительно компактную установку с малой потребляемой мощностью и расходом трития.

Необходимость создания такого источника для ускоренного испытания материалов и узлов будущего термоядерного реактора-токамака в настоящее время общепризнана. Его использование позволило бы решить сложную физико-техническую задачу создания радиационно-стойких конструкционных материалов, а также материалов с низкой наведённой активностью. Помимо применений в фундаментальных исследованиях в области физики твёрдого тела и термоядерного материаловедения, генератор на основе ГДЛ перспективен также в качестве устройства для "дожигания" радиоактивных отходов, получения радиоизотопов, а также в качестве гибридной ядерно-энергетической установки с высокой степенью внутренней безопасности.

Наиболее подходящим для нейтронного источника является вариант ГДЛ с многокомпонентной плазмой [5], состоящей из относительно холодной ($T_e \sim 1$ кэВ) и плотной ($n \sim 10^{20}$ м⁻³) плазмы, удерживаемой в газодинамическом режиме, и популяции быстрых анизотропных ионов, совершающих продольные колебания между точками отражения, расположенными вблизи магнитных пробок. Быстрые ионы получают в результате инжекции в ловушку под небольшим углом ($\sim 20^\circ - 30^\circ$) к оси атомарных пучков дейтерия и трития с энергией ~ 100 кэВ и угловым разбросом $\sim 1^\circ$. Вследствие относительно низкой температуры мишенной плазмы торможение на ней быстрых ионов идёт гораздо быстрее, чем рассеяние. Таким образом, ширина углового распределения ионов в процессе торможения остаётся достаточно узкой, не слишком сильно отличающейся от начальной. Вблизи точек остановки продольная скорость ионов мала, и они проводят в этой области большую долю периода продольных колебаний. Вследствие этого плотность быстрых ионов здесь значительно больше, чем в центре ловушки. В этих областях поток нейтронов, образующихся за счёт столкновений быстрых тритонов и дейтронов, может достигать нескольких МВт м⁻²,

Таблица 1. Параметры нейтронного источника [29]

Параметр	Вариант				
	1	2	3	4	5
T_e , кэВ	1,1	1,00	1,00	1,00	2,00
T_i , кэВ	0,25	0,88	0,56	0,99	3,71
n_e , 10^{14} см $^{-3}$	2,6	1,62	1,16	1,23	2,5
Энергия инжекции, кэВ:					
Дейтерий	69	100	100	100	50
Тритий	80	100	100	100	90
Радиус плазмы, см	7,6	10,7	8,0	8,0	8,0
Пробочное отношение R	11,3	15,0	15,0	23,7	17,0
Магнитное поле в пробках, Тл	17,5	18,0	18,0	28,0	28,0
Нейтронный поток, МВт м $^{-2}$	2,1	1,3	0,63	2,1	3,3
Мощность инжекции, МВт	48,00	59,6	79,3	57,5	43,8
Общая мощность, МВт	60,00	77,2	95,7	109,0	97,4

что соответствует условиям работы первой стенки токамака-реактора. Такой нейтронный источник необходим для разработки материалов с большим временем жизни, соответствующим флюенсу по крайней мере 10–15 МВт год м $^{-2}$, что соответствует ~ 100 смещениям каждого атома в решётке, а также с минимальной активацией под действием нейтронной бомбардировки.

Расчётные параметры различных вариантов нейтронного источника на основе газодинамической ловушки, взятые из работы [29], приведены в табл. 1.

Достигнутое в последнее время существенное увеличение критического поля в сверхпроводящих системах [30] позволяет получить требуемое поле в пробках без использования комбинированных магнитов с "тёплыми" катушками. Тогда практически вся мощность будет расходоваться в атомарных инжекторах. Расчёты показывают, что при мощности инжекции 60 МВт и энергии инжекции 65 кэВ требуемая плотность нейтронного потока в испытательной зоне (1–2 МВт м $^{-2}$) уже может быть достигнута при электронной температуре 0,65 кэВ [31]. Схема источника нейтронов на основе ГДЛ показана на рис. 4.

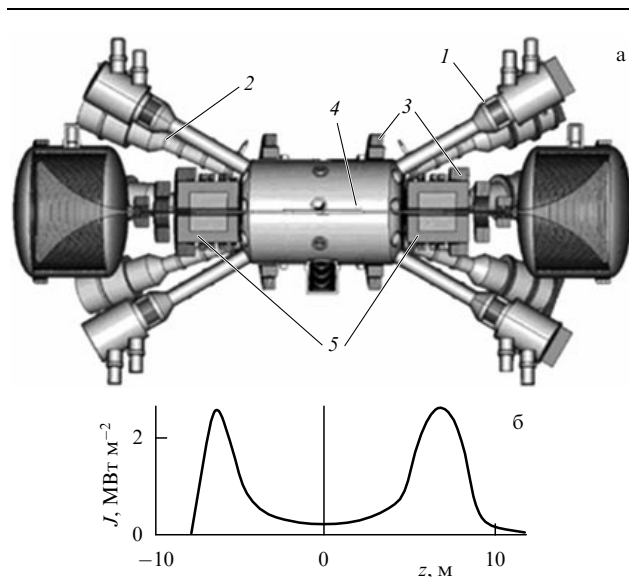


Рис. 4. Одна из версий нейтронного источника на основе ГДЛ: общая схема (а) и плотность потока 14-МэВ нейтронов (б). 1 — инжекторы атомарных пучков, 2 — приёмники прошедших пучков, 3 — магнитные катушки, 4 — плазма, 5 — испытательные зоны.

Особенностью источника является относительно небольшой поток нейтронов на первую стенку, за исключением достаточно узких зон, предназначенных для испытания материалов. Как следствие, не требуется частой замены находящегося в контакте с плазмой оборудования, расположенного в других местах. Важно ещё раз подчеркнуть, что скорость продольных потерь плазмы в ГДЛ определяется мажорирующей оценкой, которая не зависит от скорости рассеяния частиц. В частности, не предполагается использовать для снижения конечных потерь электростатическое запираение, как в тандемных ловушках [22, 32], или сложную и недостаточно проверенную экспериментально концепцию тепловых барьеров [33]. Вместе с тем эксперименты показали, что важную роль в удержании плазмы играют пики амбиполярного потенциала, возникающие в точках отражения быстрых ионов, где их плотность максимальна (см. раздел 4).

В ГДЛ тепловые ионы удерживаются в столкновительном режиме, и их плотность достаточно велика для того, чтобы обеспечивать устойчивость быстрых инжектированных ионов с анизотропной функцией распределения по отношению к МГД-возмущениям и к кинетическим неустойчивостям [12]. Кроме того, известно, что наклонная инжекция ионов также улучшает их устойчивость [16]. Выше обсуждался механизм МГД-стабилизации за счёт вытекания плазмы в запорочную область, в которой кривизна силовых линий благоприятна для устойчивости. Было предложено и экспериментально исследовано ещё несколько способов МГД-стабилизации плазмы в ГДЛ. В работе [34] рассматривался концевой стабилизатор — касп, в котором возможно применение дополнительного электронно-циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева для улучшения устойчивости плазмы. В работе Д.Д. Рютова и Г.И. Ступакова [35] предложено использовать для стабилизации непараксиальный пробкотрон, в котором стабилизация происходит за счёт сжимаемости плазмы. В [36, 37] описан магнитный дивертор в центральной части для стабилизации границы плазмы за счёт быстрого дрейфа частиц, удерживающихся в области вблизи нуля поля, а в [38–40] — кинетический стабилизатор, устанавливаемый за пробкой. За счёт инжекции ионов с торца предполагалось создавать и поддерживать сгустки большой плотности в областях, где кривизна силовых линий в кинетическом стабилизаторе благоприятна. Рассматривалась также стабилизация торцом [41]. При этом предполагалось, что подавление высших мод желобковой неустойчивости будет обеспечиваться за счёт эффектов конечного ларморовского радиуса ионов, а оставшуюся моду твердотельного смещения с относительно небольшим инкрементом можно подавлять, используя метод обратных связей [42, 43].

Ещё одной особенностью осесимметричных конфигураций является то, что при достижении МГД-устойчивых режимов радиальный перенос оказывается очень низким. Схема ГДЛ содержит также два фактора, делающих плазму более стабильной относительно микронеустойчивостей. Во-первых, как уже упоминалось, инжекция атомарных пучков проводится под острым углом к магнитному полю, что улучшает устойчивость плазмы. В этом случае угловое распределение быстрых ионов вблизи точки остановки оказывается достаточно широким, что снижает анизотропию распределения. Во-вто-

Таблица 2. Параметры нейтронного источника ГДЛ [31]

	Пучок/ плазма	Пучок/ пучок	Полностью сверхпрово- дящая версия
Энергия тритиевого пучка, кэВ	240	94	65
Энергия дейтериевого пучка, кэВ	—	80	65
Мощность тритиевых пучков, МВт	20	6,5	20
Мощность дейтериевых пучков, МВт	—	8,5	20
Электронная температура, кэВ	0,6	1,1	0,65
Плотность плазмы, м^{-3}	2×10^{20}	2×10^{20}	2×10^{20}
Радиус плазмы, м	0,06	0,08	0,06
Пробочное отношение	20	15	10
Поле в центре, Тл	1,25	1,8	1,3
Угол инжекции, град.	20	40	30
Максимальный нейтронный поток, МВт м^{-2}	3,9	1,8	1,8
Потребляемая мощность, МВт	50	60	47

рых, в ГДЛ предполагается присутствие плотной тёплой плазмы, которая имеет максвелловское изотропное распределение по скоростям. Основные параметры для различных версий нейтронного источника на основе ГДЛ (ГДЛ-ИН) приведены в табл. 2. Температура электронов была ограничена величиной $10^{-2}E_{inj}$, где E_{inj} — энергия инжекции. Это ограничение не следует из теоретических оценок, а основано на существующей базе данных, накопленной в некоторых экспериментальных условиях, и принимается только из практических соображений. Следует, однако, отметить, что в недавних экспериментах на установке ГДЛ [44, 45] при дополнительном ЭЦР-нагреве электронов было достигнуто значение $T_e \approx 5 \times 10^{-2}E_{inj}$.

В случае ГДЛ продольные потери энергии электронными компонентами подавляются большой (~ 100) степенью расширения магнитного поля от пробки к торцевой стенке [46]. В результате температура электронов определяется удержанием ионов и намного превышает величину, получающуюся в случае классической электронной теплопроводности на торцевую стенку. При увеличении длины и дополнительном подавлении продольных потерь ГДЛ-ИН может рассматриваться в качестве драйвера системы синтез–деление. Потенциал источника нейтронов с энергией 14 МэВ на основе ГДЛ в качестве драйвера "дожигателя" минорных актинидов (МА) изучался в [47]. Базовая версия источника нейтронов на основе ГДЛ может быть использована для проведения материаловедческих исследований по облучению материалов для будущих термоядерных установок.

Следует отметить, что базовая версия ГДЛ-ИН заметно уступает в эффективности уничтожения трансурановых изотопов другим схемам гибридных дожигателей. Технически наиболее проработанными в настоящее время являются гибридные системы на основе ядерного расщепления, состоящие из протонного ускорителя на энергию ~ 1 ГэВ, нейтронопроизводящей мишени и подкритической ядерной сборки. Как следует из оценок [48], сравнимую эффективность переработки минорных актинидов в плазменных установках можно реализовать уже при коэффициенте усиления $Q > 0,1$.

Такой величины Q гарантированно могут достичь источники нейтронов на основе токамаков. Сопоставимую величину Q в схеме ГДЛ-ИН можно получить при увеличении температуры электронов в плазме до 1,5–3 кэВ. Реализация этой возможности требует дальнейших физических исследований. Кроме того, в источнике нейтронов на основе ГДЛ имеется возможность увеличения длины, которая приводит к увеличению количества производимых нейтронов в единицу времени и росту энергетической эффективности источника [47].

Соответственно физические вопросы, которые требуют изучения для ГДЛ-ИН, включают в себя демонстрацию достаточно высокой температуры электронов и стационарного режима удержания, изучение устойчивости плазмы при высоком β , определения влияния амбиполярных потенциалов и вращения плазмы на удержание, исследование радиального транспорта и т.д. Следует также изучить вопрос об эффективности различных МГД-стабилизаторов при соответствующих температурах и плотностях плазмы и возможность использования дополнительного нагрева плазмы: ИЦР (ионно-циклотронного резонансного), ЭЦР, аксиальной инжекции электронных пучков.

Переходя от физики к инженерным вопросам, следует отметить, что техническое проектирование ГДЛ-ИН упрощается из-за отсутствия осевых токов плазмы, это позволяет достичь высоких значений β в стационарном режиме, который не допускает срывов, характерных для плазмы токамаков. Конструкция используемых осесимметричных магнитных катушек основана на уже существующих технологиях, хотя, как уже отмечалось, дальнейший прогресс в технологии изготовления сверхпроводящих катушек мог бы существенно улучшить характеристики ГДЛ-ИН. Кроме того, остаются нерешёнными следующие задачи: создание непрерывных атомарных пучков с энергией 65 кэВ или более, мощностью 40 МВт с фокусировкой и малой расходимостью (уже существуют прототипы [49] и ведутся дальнейшие исследования [50–54]), приём плазменного потока, покидающего ловушку через магнитные пробки, с характерной величиной 10^{22} частиц с^{-1} , нейтронное экранирование чувствительных элементов, создание пеллет-инжектора с частотой порядка 1 кГц для поддержания баланса частиц и т.д.

Проблемы защиты чувствительного к облучению нейтронами оборудования в ГДЛ-ИН были рассмотрены в [55]. Моделирование было начато с грубой, неоптимизированной модели, в которой защита размещалась повсюду между плазмой и катушками, оставляя место только для инжекции атомарных пучков. Это было сделано, чтобы установить минимально возможную величину воздействия нейтронного потока на чувствительные к облучению компоненты. В частности, было показано, что критическим является уровень нейтронного облучения для некоторых элементов источников атомарных пучков. Однако установка локальной защиты позволяет решить эту проблему. Что касается магнитной системы, то наиболее напряжёнными по нейтронному потоку оказываются катушки, расположенные в непосредственной близости от инжекционных трактов. Самой напряжённой катушкой оказалась центральная; однако было показано, что при усилении нейтронной защиты этой катушки критические уровни смещений на атом (СНА) достигаются за время, пре-

восходящее 10-летний период работы ГДЛ-ИН. Хотя приведённые результаты и были получены при неоптимизированном размещении защиты, они позволяют утверждать, что концепция ГДЛ-ИН на нынешнем уровне разработки является жизнеспособной.

При использовании источника нейтронов на основе ГДЛ для целей материаловедения возникает требование равномерного облучения всего объёма образца. С учётом больших градиентов в испытательных зонах эта проблема решается путём использования миниатюрных образцов [56]. Такой подход в настоящее время активно развивается и направлен на разработку подходящих образцов и методов их тестирования [57, 58]. В проекте ГДЛ-ИН предлагается использовать трубчатую тестовую сборку (ТТС), которая позволит облучать различные материалы, регулировать и контролировать температуру образцов и осуществлять индивидуальный доступ к каждому образцу. Конструкция ТТС должна соответствовать критериям безопасности, надёжности и ремонтпригодности, разработанным ранее для проекта IFMIF (International Fusion Materials Irradiation Facility) [59]. В качестве охладителя был выбран гелий, поскольку он безопасен, отличается хорошей совместимостью с материалами конструкций в условиях повышенной температуры, не активируется и значительно упрощает любые дистанционные манипуляции. Предложенная конструкция ТТС с гелиевым охлаждением представляет собой полый цилиндр с десятью камерами для облучения длиной 2 м. Каждая из семи-восьми камер, предназначенных для облучения тестовых образцов, содержит восемь капсул с образцами при заданной температуре, а оставшиеся две-три камеры используются для изучения вопросов воспроизводства трития.

На рисунке 5 показано поперечное сечение ТТС с плазменным объёмом, окружённым гелиевым охлаждением, и внешней стенкой. Внутренняя часть ТТС полностью соответствует разработанной для IFMIF технологиям [58–60]. Камеры для облучения образцов находятся снаружи вакуумного объёма установки, поэтому доступ к образцам не требует разгерметизации плазменной части источника нейтронов. Заданная температура образцов может поддерживаться с помощью разме-

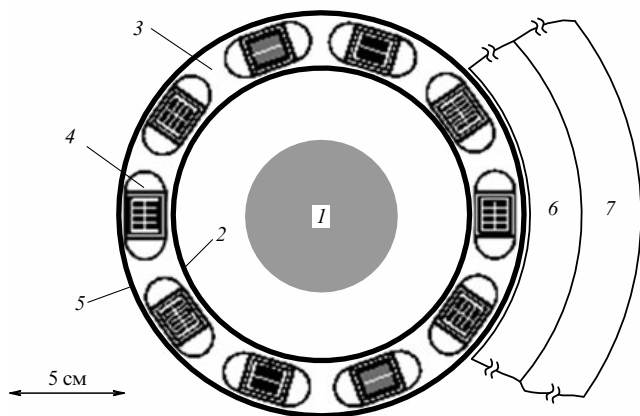


Рис. 5. Схематическое изображение поперечного сечения ТТС: 1 — плазма, 2 — внутренняя стенка, 3 — теплоноситель (He), 4 — облучаемые образцы, 5 — внешняя стенка, 6 — нейтронный отражатель, 7 — нейтронная защита.

щения каналов для охлаждения между образцами и капсулами и между капсулами и стенками камер, как это делается в исследовательских реакторах. Для более точного контроля температуры отдельных образцов в ТТС возможно размещение системы локального омического нагрева. Также следует отметить, что, хотя геометрия всех капсул с образцами предполагается одинаковой, размеры образцов внутри капсулы могут варьироваться. Камеры, предназначенные для изучения воспроизводства трития, содержат несколько капсул с литиевой керамикой. Охладитель продувает капсулы насквозь и выносит выделяющийся тритий. После этого часть охладителя может быть отведена по тонким трубкам к измерительной аппаратуре, расположенной недалеко от источника нейтронов. Вид полностью собранной ТТС с тестовым объёмом около 20 л, в котором можно разместить до 8000 образцов, представлен на рис. 6.

Для моделирования нейтронной динамики в ТТС ГДЛ-ИН использовался код MCNP (Monte Carlo N-Particle transport code). В радиальном направлении ТТС был окружён стальным отражателем толщиной 12 см и нейтронной защитой толщиной 28 см (объёмная доля вольфрама 90 %, воды 10 %). Расчёты проводились с учётом истории около 7×10^6 первичных нейтронов, в результате статистические ошибки для всех величин были значительно ниже 1 %. Были получены профили нейтронных потоков, СНА и темпов производства газа в ТТС. Доза облучения составила в максимуме 15 СНА/ПГ (смещений на атом за полный год работы), а в большей части объёма ТТС была не ниже 10 СНА/ПГ, что является достаточной величиной для испытания материалов. Доза облучения изменяется в радиальном направлении на $15 \% \text{ см}^{-1}$, вдоль оси системы — на $0,5 \% \text{ см}^{-1}$. Полученные градиенты не превышают величины $20 \% \text{ см}^{-1}$, ограничивающей неоднородность набора доз для материаловедческих исследований [61, 56].

В ходе исследований, проведённых в России и США [62], было предложено несколько конструкций 14-МэВ источника нейтронов, основанного на концепции ГДЛ. В предложенной концепции физические размеры близки к размерам существующей установки ГДЛ, но используют в четыре раза более высокие магнитные поля и энергии инъекции атомарных пучков. Потребляемая мощность находится на уровне 40 МВт и зависит от желаемой температуры электронов. Расчёты [63] указывают на приблизительную зависимость плотности потока 14-МэВ

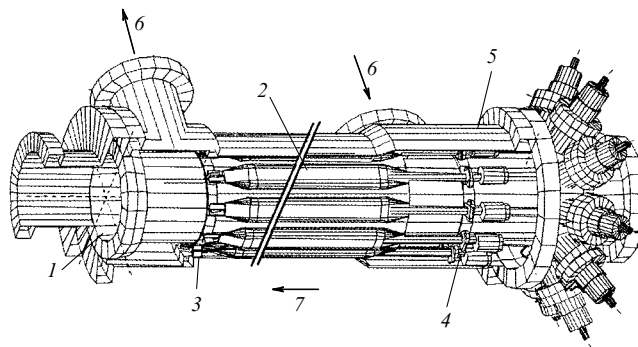


Рис. 6. Испытательная зона нейтронного источника: 1 — внутренняя стенка, 2 — камера с образцами, 3, 4 — крепления камер, 5 — внешняя стенка, 6 — направление потока теплоносителя, 7 — направление к центру установки.

нейтронов на стенке от температуры электронов:

$$\frac{P}{A} [\text{МВт м}^{-2}] = 2,5T_e [\text{кэВ}].$$

Здесь P — мощность, A — площадь.

Данное соотношение применимо в интервале энергий инжекции 65–105 кэВ. Следует отметить, что при температуре 200 эВ, уже достигнутой в экспериментах на ГДЛ с инжекцией атомарных пучков [64], расчётная плотность нейтронного потока составляет $0,5 \text{ МВт м}^{-2}$, что сравнимо с нейтронными потоками в токамаке ИТЭР (международный экспериментальный термоядерный реактор). Если сравнивать ГДЛ-ИН с материаловедческими источниками на основе токамаков, то последние дают примерно в 100 раз больший объём для размещения образцов, однако требуют наработки трития, который быстро "выгорает" в плазме. Сравнение же с источниками на основе ускорителей показывает, что объём для размещения образцов в них в 100 раз меньше и спектр нейтронов существенно отличается от реакторного.

Возвращаясь к ГДЛ-ИН, следует упомянуть основные вопросы, оставшиеся пока нерешёнными, — это зависимость продольных электронных потерь энергии от температуры электронов и других параметров, а также пределы устойчивости относительно МГД- и микрофлуктуаций плазмы в аксиально-симметричной системе. Теоретический анализ этих вопросов даёт оптимистический прогноз, который, однако, требует экспериментальной проверки. Среди технических вопросов ключевыми являются разработка атомарных пучков непрерывного действия, технологии наработки и выделения трития, создание вакуумных систем с адекватной скоростью откачки. Следует отметить, что указанные технологические проблемы являются общими для всех концепций источников нейтронов на основе магнитного удержания D–T-плазмы.

Одним из преимуществ ГДЛ-ИН является относительно низкое потребление трития (около 150 г в год) вместе с достаточно малым количеством трития внутри устройства (менее 500 г). Для упрощения системы переработки откачиваемого газа разрабатываются атомарные инжекторы, способные работать на смеси дейтерия и трития. В этом случае требования к степени разделения дейтерия и трития могут быть невысокими, и в качестве системы разделения изотопов можно использовать криогенные панели с различными температурами. Для обоснования этой идеи в Новосибирске проводились эксперименты с атомарным пучком с энергией 40 кэВ, мощностью 1 МВт при длительности воздействия 1 с [49]. Инжектор работал на D–H-смеси, которая подавалась непосредственно в источник пучка через импульсный клапан. Относительная концентрация дейтерия в смеси варьировалась от 0 до 100%. Результаты измерений параметров пучка при оптимальных значениях перванса хорошо согласуются с расчётами с учётом измеренного молекулярного состава пучка [65].

Стоит отметить, что возможности применения ГДЛ-ИН могут быть дополнительно расширены, если нейтронный поток модулировать с желаемой частотой. Модуляция может быть хорошим инструментом для оценки роли нестационарных эффектов в термоядерных устройствах непрерывного действия, а также для высокоточных измерений слабых сигналов методом синхронного обнаружения в фундаментальных научных исследо-

ваниях. В работе [66] сделан вывод о том, что можно достичь модуляции с частотой до 1 кГц и глубиной несколько процентов. Там же обсуждаются ограничения амплитуды модуляции на более высоких частотах. Один из возможных способов модуляции потока нейтронов с помощью периодической инжекции атомарного пучка, приводящего к появлению короткоживущих пиков плотности около точки остановки, рассматривался в [67]. Показано, что одновременное создание пиков дейтерия и трития в точках остановки может производить периодические короткие нейтронные вспышки с интенсивностью в 1,5 раза выше среднего уровня.

Подводя итоги этого раздела, стоит ещё раз подчеркнуть достоинства предлагаемого источника нейтронов на основе ГДЛ для материаловедческих исследований:

- Естественный непрерывный режим работы нейтронного источника. При необходимости можно получить модуляцию потока нейтронов с характерной частотой в несколько килогерц. Обширная база данных получена для случая открытых магнитных ловушек. Данные, необходимые для реализации непрерывного режима работы генератора, могут быть получены с помощью водородного прототипа нейтронного источника, не требующего специальной защиты, или на отдельной установке.

- В открытых магнитных ловушках достижимо значение $\beta \sim 1$ (т.е. давление плазмы может быть близко к давлению удерживающего магнитного поля). Это позволяет создавать установки с большим нейтронным потоком при объёме плазмы всего несколько литров для проведения испытаний материалов.

- Возможно создание нейтронного источника с потоком $1\text{--}2 \text{ МВт м}^{-2}$ с большим объёмом испытательной зоны ($\sim 100 \text{ л}$) для разработки бланкетов для наработки трития.

- Электронная температура может быть увеличена до самосогласованных значений при условии подавления потоков эмиссии холодных вторичных электронов с торцевой стенки. Соответствующая теория развита в работах [68, 69], экспериментально подтверждена в [70]. За счёт повышения электронной температуры могла бы быть уменьшена мощность нагрева при заданном нейтронном потоке в зоне испытаний.

- Потребление трития мало ($\leq 0,2 \text{ кг}$ в год), его количество в установке также незначительно, так что, в принципе, не требуется наработки трития в установке, и его можно купить на рынке. При необходимости система наработки трития может быть использована.

- Большая плотность нейтронного потока ($> 2 \text{ МВт м}^{-2}$) позволяет проводить ускоренные испытания материалов в объёме $\geq 1 \text{ л}$.

- Вне зоны испытаний нейтронный поток мал ($\leq 0,1 \text{ МВт м}^{-2}$) и тепловые нагрузки также незначительны ($\leq 0,6 \text{ МВт м}^{-2}$), так что собственно сама установка не подвергается критическим воздействиям.

- Первичный спектр D–T-нейтронов полностью соответствует условиям облучения первой стенки токамака-реактора. В спектре отсутствует хвост высокоэнергичных нейтронов, как в нейтронном источнике на базе ускорителя на реакциях скалывания (spallation) [71] или обдирки (D-LI IFMIF type) [72].

- В источнике используются простые по конструкции, а следовательно, недорогие магниты.

• Для нагрева и поддержания плазмы в нейтронном источнике могут использоваться хорошо отработанные пучки нейтралов на основе положительных ионов при переводе в непрерывный режим работы.

• Расширение плазменной струи за пробкой в убывающем магнитном поле позволяет снизить тепловую нагрузку на поверхность приёмника плазмы до приемлемого уровня в 1 МВт м^{-2} и менее.

• При сооружении и работе установки применяются только технологии, развитые для термоядерных исследований: нейтральные пучки или, возможно, дополнительный ЭЦР- и ИЦР-нагрев, сверхпроводящие магниты, тритиевые системы в непрерывном режиме работы источника нейтронов при $Q < 1$.

• Стоимость сооружения источника оценивается в $\sim 10\%$ от стоимости установки ИТЭР.

• Ввод установки в действие может производиться при работе с водородной плазмой, что позволяет на этом этапе избежать проблем с активацией конструкционных материалов.

Отметим также, что, несмотря на длительную историю развития открытых ловушек, продолжают появляться новые способы их усовершенствования. В качестве примера можно привести идею винтовой пробки, которая может либо улучшить продольное удержание плазмы в газодинамической ловушке [73], либо, при обратном направлении винта, увеличить эффективность плазменного двигателя на её основе [74].

2.3. Экспериментальная установка в Институте ядерной физики СО РАН

После появления работы В.В. Мирнова и Д.Д. Рютова [8] в Институте ядерной физики (ИЯФ) им. Г.И. Будкера СО РАН была сооружена установка для проверки основных положений теории газодинамической ловушки. Несмотря на её относительную простоту и небольшой масштаб, полученные на ней результаты имеют принципиальное значение как для фундаментальной физики плазмы, так и для решения практической задачи создания нейтронного генератора.

Центральный соленоид установки ГДЛ (рис. 7) имеет длину 7 м. Диаметр вакуумной камеры центральной части 1 м, торцевых баков-расширителей 2,6 м. Суммарный объём вакуумной камеры около 15 м^3 . В рабочем режиме давление в центральной части перед рабочим выстрелом составляет $(0,5-1) \times 10^{-7}$ тор. Магнитное

Таблица 3. Параметры установки ГДЛ

Параметр	Значение
Расстояние между пробками, м	7
Магнитное поле в центральном сечении, Тл	До 0,35
Магнитное поле в пробках, Тл	2,5–15
Плотность плазмы, м^{-3}	$(1-6) \times 10^{19}$
Радиус плазмы в центральном сечении, см	6–7
Температура электронов, эВ	до 250 (до 10^3 с доп. ЭЦР-нагревом)
Энергия частиц водородных или дейтериевых пучков, кэВ	20–25
Длительность импульса, мс	5
Полная мощность инжекции, МВт	до 5,4
Угол инжекции, град.	45°
Плотность быстрых ионов в области остановки, м^{-3}	$\approx 5 \times 10^{19}$
Средняя энергия быстрых ионов, кэВ	≈ 10
Максимальное локальное значение β	0,6

поле формируется катушками, установленными непосредственно на центральной вакуумной камере, и пробочными узлами. Ловушка заполняется предварительной плазмой с помощью плазменной пушки, установленной в одном из торцевых баков. Характерные параметры плазмы в ГДЛ представлены в табл. 3.

Профиль магнитного поля в расширителе изменяется с помощью катушек, установленных на торцевых баках и имеющих независимый источник питания. Максимальная величина поля на оси, создаваемого источником, составляет около 200 Э. Если эти катушки не включаются, то силовые линии в расширителе оказываются практически прямыми с близкой к нулю средней кривизной. Изменяя ток в катушках обратного поля, можно сделать кривизну благоприятной (ток в катушке противоположен по направлению току в катушках центрального соленоида) и неблагоприятной (катушки включены согласно) для МГД-устойчивости. Кроме того, с помощью пары близко расположенных катушек с токами противоположного направления, установленных внутри одного из торцевых баков (левый бак на рис. 7), можно формировать магнитную конфигурацию типа каспа, когда на оси имеется нуль магнитного поля.

В отличие от расширителя с непрерывно спадающим по направлению к торцевой стенке полем, в каспе время жизни частиц, захваченных между выходной осевой и

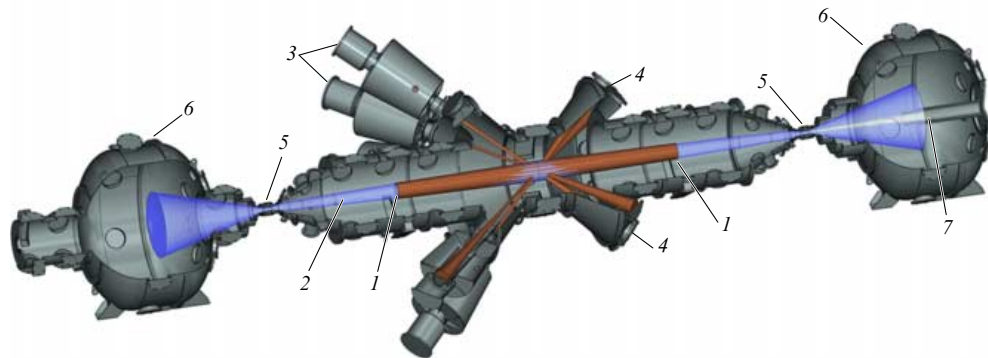


Рис. 7. Схема экспериментальной установки: 1 — точки остановки быстрых ионов, 2 — тёплая плазма, 3 — инжектор атомарного пучка, 4 — приёмник прошедшего пучка, 5 — пробочные узлы, 6 — торцевые баки, 7 — дуговой источник плазмы.

радиальной пробками, достаточно велико и в несколько раз превышает время пролёта. Вследствие этого поток плазмы из центрального соленоида поддерживает в каспе достаточно высокую плотность частиц, что в сочетании с большой благоприятной кривизной силовых линий позволяет получать в каспе заметно больший благоприятный вклад в устойчивость, чем в случае расширителя.

Магнитные пробки ловушки состоят из внешних катушек большого радиуса, включённых последовательно с магнитной системой соленоида, и внутренних, имеющих независимое питание. Такая конструкция даёт возможность изменять поле в пробках до 16 Тл или пробочное отношение в пределах от 12,5 до 100 при величине поля в центре 0,1–0,35 Тл. Изменение пробочного поля практически не влияет на величину поля и кривизну силовых линий в центральном соленоиде и в расширителях.

Для уменьшения перезарядных потерь быстрых ионов нужно уменьшить рециркуляцию нейтрального газа со стенки вакуумной камеры. Для этой цели внутри центральной ячейки ГДЛ был установлен набор электродуговых титановых испарителей. Расположение испарителей и время их включения были оптимизированы так, чтобы обеспечить быстрое и однородное покрытие поверхности стенки перед очередным экспериментом. Для улучшения адгезии титановой плёнки внутренняя поверхность камеры была покрыта панелями из нержавеющей стали, которые прошли несколько стадий специальной обработки, в том числе пескоструйную обработку поверхности, обращённой к плазме, и вакуумную термическую дегазацию при температуре около 800 °С. Применение системы испарителей позволило увеличить среднее время жизни быстрых ионов относительно перезарядки от 1 до 10 мс, а давление в центральной ячейке во время эксперимента было на уровне $(0,5–1,1) \times 10^{-5}$ Па. Подробное описание вакуумной системы, включая систему титановых испарителей, процедуру предварительной подготовки и эксперименты по измерению динамики нейтрального газа в ГДЛ в процессе инъекции нагретых атомарных пучков, представлено в [75].

Для измерения параметров плазмы в центральной ячейке ГДЛ использовался большой набор диагностик [76]. Радиальный профиль плотности плазмы измерялся вблизи центрального сечения ГДЛ двумя способами: во-первых, по ослаблению нагретых атомарных пучков и, во-вторых, с помощью системы томсоновского рассеяния. Временная эволюция радиального профиля плотности плазмы измерялась с использованием диагностики на основе перезарядки пучка атомов дейтерия с энергией 25 кэВ; пространственное разрешение диагностики составляло 1,5–2,0 см, а временное — 50 мкс [77]. Радиальный профиль температуры электронов измерялся с помощью системы томсоновского рассеяния. Зависимость ионной температуры от времени измерялась по резерфордскому рассеянию атомарного диагностического пучка [78–80]. Показано, что к концу импульса инъекции нагретых пучков температуры ионов и электронов оказывались близкими [81].

Радиальный профиль магнитного поля в области остановки быстрых ионов измерялся с помощью оптической диагностики на основе динамического эффекта Штарка [82–84]. Для этого диагностический атомарный пучок с малым угловым и энергетическим разбросом [85]

инжектировался перпендикулярно оси установки. При этом в системе отсчёта, движущейся вместе с пучком, появляется электрическое поле $\mathbf{E} = [\mathbf{vB}]/c$, которое приводит к расщеплению энергетических уровней атомов. Определение величины расщепления, которая линейным образом зависит от величины магнитного поля, является надёжным методом локальных измерений магнитного поля. Пространственное разрешение данной диагностики определялось размером пучка и углом обзора принимающей оптики и составляло 4,5 см вдоль хорды наблюдения и 1,5 см вдоль оси установки. Радиальный профиль относительного давления плазмы $\beta_v = 8\pi r/B_v^2$ может быть определён по данным измерений магнитного поля в эксперименте (B) и вакуумного магнитного поля (B_v); в параксиальном приближении эти величины связаны простой формулой: $\beta_v \approx 1 - B^2/B_v^2$.

Захваченная мощность атомарных нагревательных пучков определяется по ослаблению пучков, которое измеряется с помощью вторично-эмиссионных датчиков. Энергосодержание быстрой и тёплой компонент плазмы определяется по данным диамагнитных петель. Мощности перезарядных потерь и излучения из плазмы измеряются с помощью набора пирозлектрических болометров, которые имеют временное разрешение 10 мкс. Вблизи центрального сечения ГДЛ быстрые ионы частично нейтрализуются за счёт перезарядки на газе и покидают плазму в довольно малом интервале пичуглов вокруг угла инъекции 45°. Сравнение данных с открытого болометра и болометра с узкой коллимирующей трубкой позволяет разделить перезарядные потери быстрых ионов, имеющих узкий угловой интервал, от излучения, равномерно распределённого по всему телесному углу. Подробное описание этих диагностик приведено в [75, 76].

Данные о локальной функции распределения быстрых ионов получались из анализа потоков атомов, возникших за счёт перезарядки на искусственной мишени [86, 87]. В качестве мишени использовался диагностический атомарный пучок водорода с энергией 13–15 кэВ, током пучка до 25 эквивалентных ампер и длительностью импульса 120 мкс [87]. Частицы, перезаряжающиеся на искусственной мишени и покидающие плазму, проходили обдирочную мишень, разделялись в 45-градусном электростатическом анализаторе и регистрировались микроканальными пластинами. Перемещение анализатора на разные координаты вдоль оси ГДЛ от выстрела к выстрелу и изменение угла его наклона позволяли провести измерение углового распределения быстрых ионов в пределах $45^\circ \pm 5^\circ$. Угловое разрешение анализатора менялось в разных положениях в диапазоне $0,35^\circ - 0,8^\circ$, энергетическое разрешение было в диапазоне 0,4–1,3 кэВ при измерении частиц с энергиями 2,8–20 кэВ, пространственное разрешение составляло $8 \times 6 \times 2,5$ см³. Данная диагностика с водородным пучком была использована для измерения эффективного времени торможения ионов в плазме. Подобная диагностика с модифицированным электростатическим анализатором использовалась также для измерения радиальных профилей потоков атомов перезарядки (см. раздел 4) [88].

Параметры плазмы в одном из торцевых расширительных баков, в котором не размещалась плазменная пушка, измерялись с помощью следующего набора диагностик:

- подвижный эмиссионный (вспыхивающий) зонд, который измеряет потенциал плазмы,
- подвижный сеточный зонд, который измеряет плотность потока ионов,
- подвижный болометр для измерения плотности потока энергии,
- электростатический анализатор концевых потерь для измерения энергетической функции распределения ионов,
- подвижный ленгмюровский зонд для измерения средней энергии электронов и потенциала плазмы.

Зонды и болометр были установлены на подвижном элементе торцевой стенки с осевым ходом 120 см, что позволяет в крайнем положении поместить его непосредственно в пробку ГДЛ. В дополнение к данным от набора зондов, потенциал плазмы вдоль оси расширителя измерялся методом локальной газовой мишени. Мишень создавалась импульсным напуском газа через стеклянный капилляр, который устанавливался в разные позиции вдоль оси расширителя. Холодные ионы, получающиеся вследствие перезарядки и ионизации газового облака, ускорялись амбиполярным потенциалом и регистрировались анализатором, расположенным на торцевой стенке. Потенциал в точке расположения газовой мишени определялся по измеряемой анализатором энергии частиц.

3. Магнитогидродинамическая устойчивость плазмы без дополнительного нагрева при стабилизации расширителем

Неблагоприятный вклад в среднюю кривизну (2) вносит переходный участок внутри длинного пробкотрона газодинамической ловушки. В случае изотропной плазмы и большого пробочного отношения, когда давление плазмы можно считать постоянным внутри ловушки, этот вклад имеет минимальную величину для следущей формы силовых линий на переходном участке [5]:

$$r(l) = r_0 \sqrt{1 - \frac{R-1}{R} \frac{l}{l_m}}. \quad (3)$$

Здесь l_m — длина переходного участка, l — продольная координата, отсчитываемая от его начала.

Магнитное поле ГДЛ имеет близкую к оптимальной форму силовых линий. Заметим, что в случае анизотропных инжектированных ионов оптимальная форма силовой линии сильно отличается от рассчитанной согласно (3), и в случае сильной анизотропии силовая линия имеет излом вблизи точки останова ионов [89, 90]. При этом средняя кривизна при определённых условиях может стать благоприятной для МГД-устойчивости.

В начальных экспериментах изучалась устойчивость плазмы, создаваемой плазменной пушкой [91]. Пушка располагалась за магнитной пробкой, время её работы составляло около 3 мс, в течение которых плотность плазмы в центре нарастала до $(5-7) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Электронная температура плазмы, создаваемой плазменной пушкой, была 3–10 эВ. Радиальный профиль плотности имел примерно гауссовскую форму с характерной шириной по радиусу 6–7 см, которая слабо зависела от магнитного поля в месте расположения плазменной пушки. Инжекция атомарных пучков приводила к заметному уширению профиля плотности плазмы.

Во время работы пушки вследствие вмороженности силовых линий в торец [92], где она располагалась, поведение плазмы в соленоиде не зависело от геометрии удерживающего магнитного поля. Газоразрядная плазма имела большую плотность и высокую проводимость поперёк магнитного поля, что делало невозможным возникновение поперечных электрических полей в плазменном столбе за счёт развития желобковых возмущений. После выключения пушки поведение плазмы зависело от кривизны магнитного поля в области расширения плазмы за пробками. Это позволило изучить границу устойчивости плазмы и зависимость спектра азимутальных мод от параметров плазмы и магнитного поля. Интересной особенностью ГДЛ является возможность изменять в широких пределах среднюю кривизну силовых линий в ловушке в режиме стабилизации расширителем. В описываемых ниже экспериментах это производилось несколькими способами: 1) за счёт изменения пробочного отношения, 2) с помощью дополнительного ИЦР-нагрева в центре ловушки, что приводило к появлению быстрых сильно анизотропных ионов, 3) за счёт локального изменения кривизны в центральной части с помощью специальных катушек, а также 4) изменения кривизны силовых линий в за пробочной области.

На рисунке 8 показаны временные зависимости линейной плотности плазмы во время распада. Если кривизна силовых линий в расширителе была неблагоприятной, то плазма оказывалась подверженной действию бурной неустойчивости, которая приводила к быстрому уходу плазмы из ловушки (кривые 1, 2 на рис. 8). В этом случае ленгмюровские зонды, установленные внутри ловушки на расстоянии 4,8 м друг от друга на одной силовой линии, регистрировали хорошо коррелированные возмущения плотности большой амплитуды. Измерения структуры возмущений по азимуту с помощью наборов зондов в ловушке и датчиков потока в расширителе показали, что во время распада доминировала мода жёсткого смещения $m = 1$, т.е. столб плазмы как целое смещался поперёк удерживающего магнитного

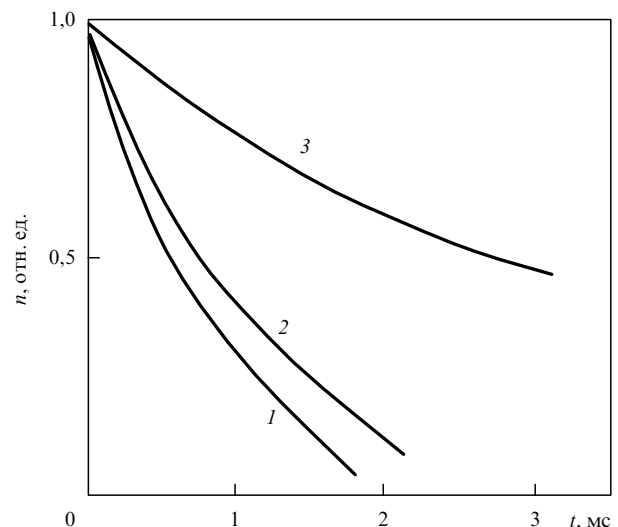


Рис. 8. Поведение линейной плотности плазмы во время распада: 1 и 2 — при неблагоприятной кривизне силовых линий в расширителях, 3 — при благоприятной кривизне. Время отсчитывается от момента выключения плазменной пушки.

поля и плазма терялась на ограничивающих её радиальных лимитерах. Характерное время смещения плазменного столба на начальной стадии после отключения источника плазмы составляло $\sim 50-100$ мкс.

Сильное влияние на инкремент желобковых мод имеет величина ларморовского радиуса ионов, который, как правило, много больше электронного ларморовского радиуса. Дрейфовое движение иона в желобковых колебаниях определяется усреднённым электрическим полем по его орбите и заметно отличается от движения электронов, если его ларморовский радиус сравним с длиной волны. Эффект конечного ларморовского радиуса (КЛР) [93] при $\rho_i l_m / a^2 \gg 1$, где a — радиус плазмы, приводит к стабилизации всех желобковых мод, за исключением моды $m = 1$, в которой поле возмущения однородно в сечении плазменного столба и скорости дрейфа ионов и электронов совпадают. Для продольно-неоднородной плазмы эффекты КЛР становятся значимыми при $\rho_i \langle l_m \rangle / a^2 \gg 1$, где скобки означают усреднение по длине ловушки с весом β плазмы.

Важной особенностью экспериментальной модели ГДЛ является возможность изменять величину $\rho_i \langle l_m \rangle / a^2$ в широких пределах. Средневзвешенная длина изменения магнитного поля $\langle l_m \rangle$ может варьироваться в зависимости от кривизны силовых линий в расширителях и в центральной части, а также от пробочного отношения (при этом изменяется и плотность запробочной плазмы). В частности, если вклад расширителей уравновешивал неблагоприятный вклад центральной части ловушки в среднюю кривизну силовых линий, то это формально соответствовало $\langle l_m \rangle \rightarrow \infty$. Кроме того, средний ларморовский радиус мог быть изменён за счёт ионно-циклотронного нагрева в центральном соленоиде ГДЛ. Противоположный случай малых $\langle l_m \rangle$ реализовывался за счёт увеличения неблагоприятного вклада в критерий устойчивости, определяемого центральной частью ловушки. Для этого оптимальная магнитная конфигурация силовых линий искажалась с помощью дополнительной обмотки, расположенной вблизи центра установки, так, чтобы силовые линии имели большую положительную кривизну в области с существенным давлением плазмы. Заметим, что при изменении как пробочного отношения, так и формы силовых линий в центральной ячейке напряжённость магнитного поля в расширителях изменялась менее чем на 1 % (и наоборот). Это обстоятельство сильно облегчало интерпретацию полученных данных. Вклад центрального соленоида можно было также изменять, размещая зону ионно-циклотронного резонанса либо в центре ловушки, где кривизна силовых линий максимальна, либо вблизи пробок. Как уже было отмечено, в обоих случаях ларморовский радиус ионов возрастал, однако при размещении области резонанса в центре ловушки в этой области формировалась локализованная популяция быстрых анизотропных ионов с большим давлением.

На рисунке 9 приведены результаты измерений зависимости ширины спектра неустойчивых азимутальных гармоник от величины параметра $\rho_i \langle l_m \rangle / a^2$. Видно, что спектр неустойчивых азимутальных гармоник оказывается широким при малом значении указанного параметра и сужается до моды $m = 1$ при его большом значении.

Влияние КЛР на спектр неустойчивых желобковых мод (правда, косвенно) наблюдалось также в экспери-

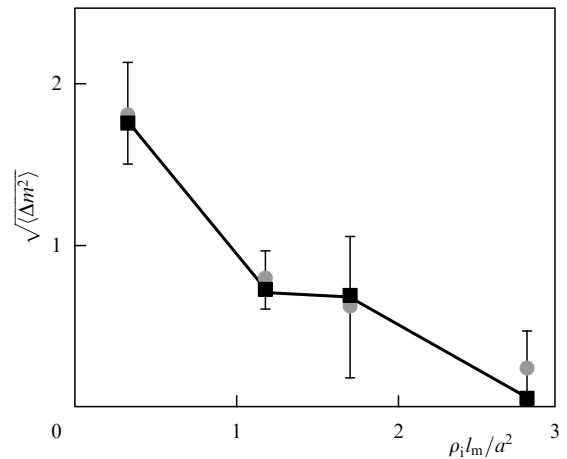


Рис. 9. Зависимость ширины спектра неустойчивых гармоник от параметра $\rho_i l_m / a^2$.

ментах, описанных в [94]. Поскольку в этой работе не ставился вопрос о количественном исследовании влияния КЛР, провести прямое сравнение с теорией довольно трудно. Результаты описанных экспериментов хорошо соответствовали теоретической модели развития желобковой неустойчивости с учётом эффектов КЛР в широких пределах изменения параметров плазмы и магнитного поля ловушки [95].

Зависимость времени жизни плазмы в ловушке от пробочного отношения, которое изменялось в пределах от 12,5 до 75, представлена на рис. 10. Ожидаемая линейная зависимость времени жизни от пробочного отношения приблизительно правильно описывает экспериментальные данные для $R \leq 35$. Было установлено, что при больших пробочных отношениях время жизни плазмы начинает падать вследствие развития желобковых колебаний, так как уменьшение потока плазмы в расширителях уменьшает их благоприятный вклад в устойчивость. Измерение временной эволюции радиального профиля плотности плазмы при $R > 35$ указывает на развитие крупномасштабной МГД-неустойчивости.

Анализ приведённых данных позволяет заключить, что при стандартном режиме работы установки при $R = 25$ стабилизирующий вклад расширителей превосхо-

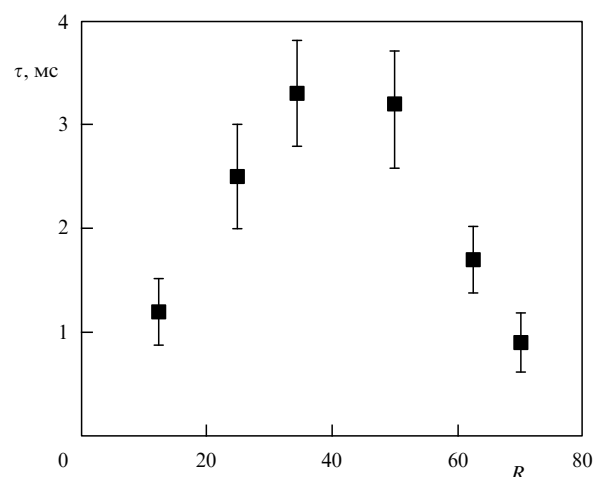


Рис. 10. Зависимость времени жизни от пробочного отношения.

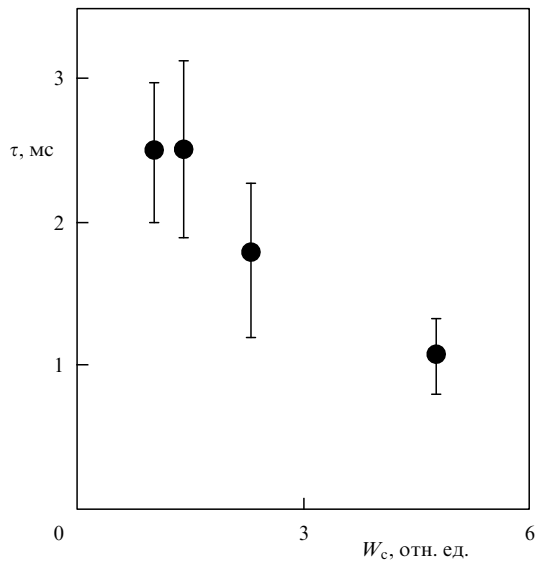


Рис. 11. Время жизни плазмы в зависимости от величины неблагоприятного вклада центральной части ловушки в интеграл устойчивости.

дит дестабилизирующий вклад центральной части ловушки в 1,5–2 раза. Вводя обозначение Δ_s для этой величины, которую можно назвать запасом устойчивости плазмы в ГДЛ, получим, что на пределе устойчивости $\Delta_s = 1$. Величина Δ_s на пороге устойчивости соответствует значению ранее определённой длины изменения магнитного поля $\langle l_m \rangle \rightarrow \infty$. Результаты измерений времени жизни плазмы при неизменной конфигурации расширителей в зависимости от расчётной величины неблагоприятного вклада центральной части для разных токов катушки приведены на рис. 11. Эти данные также показывают, что при $R = 25$ "запас устойчивости" примерно равен $\Delta_s = 1,5-2$.

В устойчивых режимах удержания величина времени жизни плазмы с температурой в несколько электронвольт и плотностью $10^{19} - 5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ хорошо соответствует газодинамической оценке. Измеренные потоки энергии и частиц также находятся в хорошем согласии с расчётами [29].

Заметим, что увеличение средней благоприятной кривизны силовых линий в ловушке уменьшало отклик плазмы на внешние возмущения, такие как азимутальные неоднородности нагрева и подпитки плазмы, а также на возмущения вакуумного магнитного поля ловушки, что было подтверждено специальными экспериментами [96].

Данные о границах устойчивости плазмы в ГДЛ, показанные на рис. 9–11, находятся в удовлетворительном количественном согласии с теорией, кратко представленной во введении [5, 8].

Вместе с тем сравнение измеренного предела устойчивости с предсказаниями теории с учётом пространственного профиля давления плазмы показывает, что в эксперименте этот предел заметно меньше. Причина этого различия не совсем понятна. Возможно, это связано с неопределённостью выбора максимальной величины $\chi\rho_i$ на силовых линиях в расширителе, определяющего верхний предел в интеграле устойчивости (2). Уменьшение предельной величины $\chi\rho_i$ с 0,5 до 0,3 в расчётах позволяет добиться удовлетворительного согласия

с экспериментом. Однако не исключено, что наблюдаемое количественное отличие измеренного предела устойчивости от теоретического может быть связано с влиянием некоторых неучтённых явлений в расширителе ГДЛ. К ним можно отнести влияние конечного сопротивления торцевых плазмоприёмников на устойчивость, рассмотренное в работе [97]. Учёт конечности проводимости плазмы может также существенно влиять на результаты измерений, в особенности при низких температурах плазмы [98]. Заметим, что стабилизирующий вклад расширителей рассчитывался только в предельных случаях адиабатического и изотермического течения плазмы в них [5]. Вместе с тем непосредственное измерение параметров течения плазмы [99, 100] показало, что они заметно отличаются от обоих режимов и приближаются к предсказанным для адиабатического режима течения только в случае дополнительного нагрева плазмы. Кроме того, дополнительные эффекты могут возникать при учёте конечного размера орбит ионов, который может в некоторых режимах быть сравним с радиусом кривизны силовых линий в расширителе. Конечная величина β плазмы в расширителе и непараксильность силовых линий могут также приводить к наблюдаемому количественному отличию измеренного предела устойчивости от расчётного. В экспериментах на амбиполярных ловушках было отмечено подобное количественное различие [101, 102]. Так, в [101] наблюдалось отличие измеренного предела устойчивости от расчётного примерно в шесть раз. Более детальное описание экспериментов по исследованию устойчивости плазмы в ГДЛ, создаваемой плазменной пушкой, можно найти в работе [91]. Ниже описываются результаты измерения пределов МГД-устойчивости нагретой плазмы в ГДЛ.

4. Нагрев плазмы атомарными пучками и удержание быстрых ионов

Для нагрева предварительной тёплой плазмы в ловушку в центральной плоскости соленоида инжектировались пучки атомарного водорода (дейтерия) под углом 45° к оси. Мощность инжекции составляла до 4,3 МВт при энергии частиц 15–17 кэВ. Длительность инжекции в первых экспериментах равнялась 0,25 мс. В дальнейшем длительность инжекции была увеличена до 1,2 мс, затем до 5 мс, а мощность превысила 6 МВт при энергии 23–24 кэВ. Характеристики нагретых атомарных пучков представлены в табл. 4.

В экспериментах с длительностью атомарной инжекции 1,2 мс в результате частичной ионизации и перезарядки частиц пучков в плазму захватывалась в виде

Таблица 4. Параметры системы нагрева атомарными пучками

Параметр	Значение	Суммарное значение
Ток ионов, А	35–45	330
Энергия пучка, кэВ	23–24	
Мощность пучка ионов, МВт	0,81–1,1	7,7
Угловая расходимость, мрад	18–21	
Эффективность нейтрализации ионов в мишени	0,85–0,86	около 5,4
Акцептанс пучкового тракта	0,73–0,95	
Мощность атомарного пучка на границе плазмы, МВт	0,51–0,83	

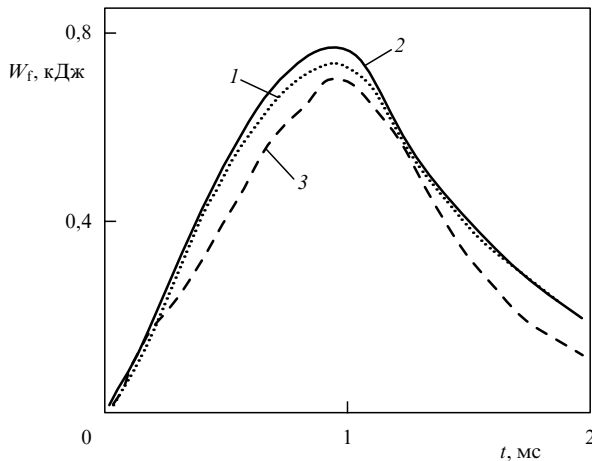


Рис. 12. Энергосодержание быстрых ионов в зависимости от времени: 1 и 2 — расчётные кривые, полученные с использованием метода Монте-Карло и уравнения Фоккера–Планка соответственно, 3 — экспериментальные данные [103].

быстрых протонов (дейтронов) мощность до 2,6 МВт [103]. Инжекция приводила к возникновению быстрых ионов, совершавших колебания между точками отражения вблизи магнитных пробок. Накопление быстрых ионов и их торможение на электронах увеличивало электронную температуру до ~ 100 эВ при плотности основной плазмы $(3-5) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Температура ионов основной плазмы оставалась близкой к температуре электронов, как и в режимах без атомарной инжекции. Измерение энергобаланса плазмы показывает, что величина электронной температуры определяется балансом мощности, передаваемой электронам от быстрых частиц, выравниванием электронной и ионной температур основной плазмы и столкновительными потерями в пробках.

Измерение параметров быстрых ионов и их сравнение с результатами расчётов показывают, что торможение ионов и угловое рассеяние в плазме определяются механизмом парных кулоновских столкновений с точностью 10–20%. Для примера на рис. 12 приведены измеренная и расчётная зависимости энергосодержания быстрых ионов от времени.

Угловой разброс ионов в зависимости от энергии частиц представлен на рис. 13. В расчётах были использованы измеренные значения температуры и плотности мишенной плазмы. Согласие измеренных и расчётных параметров быстрых ионов позволяет сделать вывод о классическом характере их взаимодействия с мишенной плазмой. Этот вывод чрезвычайно важен для достижения требуемых параметров в нейтронном источнике на основе ГДЛ.

Дальнейшее подтверждение этого заключения было получено при измерении продольного профиля потока термоядерных протонов в соленоиде ГДЛ при инжекции в ловушку дейтериевых пучков. Измерение проводилось с помощью коллимированных датчиков быстрых (3,02 МэВ) протонов D–D-реакции. Быстрые протоны возникают примерно в половине реакций слияния ядер дейтерия, поэтому измерения плотности потока протонов однозначно соответствуют плотности потока нейтронов D–D-реакции. Вследствие узкого углового распределения дейтронов профиль потока продуктов термо-

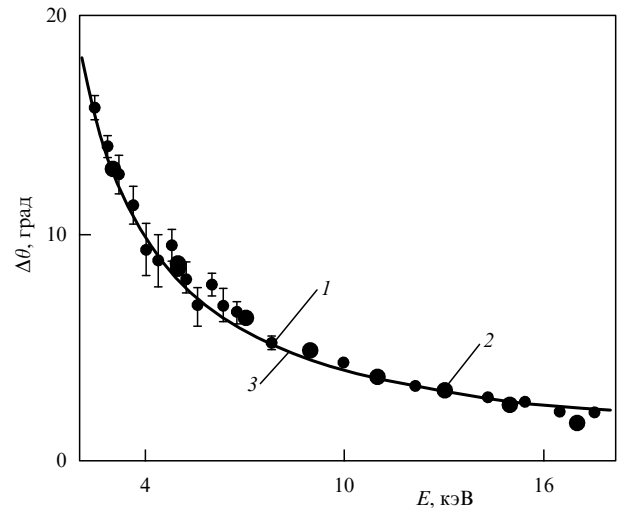


Рис. 13. Зависимость углового разброса быстрых ионов от энергии через 0,6–0,9 мс после начала атомарной инжекции: 1 — экспериментальные данные, 2 — расчёт методом Монте-Карло, 3 — модельное распределение.

ядерной реакции должен иметь пики в области точек остановки быстрых частиц, как это должно иметь место и в нейтронном источнике. Результаты измерений представлены на рис. 14 [104], расстояние на графике отсчитывается от центра ловушки к пробке. Точка отражения ионов, имеющих в центре питч-угол 45° , соответствует $z = 180$ см.

В окрестности точек остановки плотность быстрых дейтронов имеет узкий радиальный профиль с характерным размером, близким к ларморовскому радиусу частиц со средней энергией, которая в этих экспериментах была 8–9 кэВ. Плотность ионов достигает $\sim 5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а локальное значение $\beta \approx 0,6$ [64]. Таким образом, возможность удержания в газодинамической ловушке плазмы с давлением, сравнимым с давлением магнитного поля, нашло своё экспериментальное подтверждение.

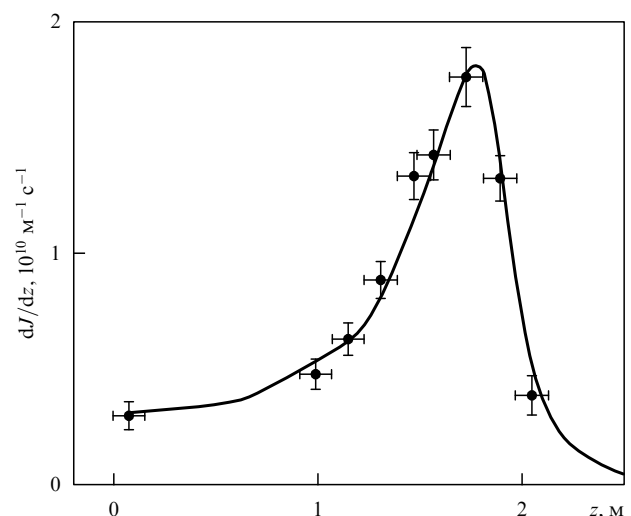


Рис. 14. Продольный профиль эмиссии термоядерных протонов, измеренный коллимированным детектором; непрерывная кривая — результат расчётов [104].

5. Подавление электронного потока тепла

Важнейшая проблема для открытых ловушек — это слишком большие потери тепла из плазмы, находящейся в контакте с торцевой стенкой. Горячие электроны из ловушки попадают на стенку и замещаются холодными вторичными электронами, которые в свою очередь попадают обратно в ловушку. Однако в случае, если магнитное поле на стенке уменьшается по отношению к полю в пробке более чем в $\sqrt{m_i/m_e}$ раз, ситуация существенным образом меняется. Обозначим магнитное поле на стенке и в пробке соответственно B_w и B_m . Плотность ионов,двигающихся по направлению к стенке, падает, вследствие того что полный поток ионов через сечение трубки силовых линий постоянен. Пренебрегая ускорением ионов в перепаде амбиполярного потенциала за пробкой, получаем, что плотность ионов в зависимости от текущего магнитного поля B на силовой линии меняется как $n_i = n_e = n_0/K$, где n_0 — их начальная плотность, а $K = B_m/B$ — степень расширения. В отличие от ионов, электроны заперты в глубокой потенциальной яме и имеют максвелловское распределение, а плотность в данной точке следует закону Больцмана $n_e = n_0 \exp(-e\varphi/T_e)$. Приравняв плотности ионов и электронов, получаем:

$$\varphi = \frac{T_e}{e} \ln K.$$

Поток электронов вдоль силовой линии в точке, где потенциал равен φ , определяется числом электронов, преодолевающих потенциальный барьер:

$$J_e \approx n_0 V_{Te} \exp\left(-\frac{e\varphi}{T_e}\right) = n_0 \frac{V_{Te}}{K},$$

где V_{Te} — тепловая скорость электронов. Вместе с тем поток ионов постоянен вдоль трубки силовых линий и равен $J_i \approx n_0 V_{Ti}$, где V_{Ti} — тепловая скорость ионов. В результате, если степень расширения $K_w = B_m/B_w$ там, где расположена стенка, достигает величины $V_{Te}/V_{Ti} \approx \sqrt{m_i/m_e}$, то большинство электронов отражается вследствие перепада потенциала в расширителе обратно в ловушку, а поток электронов становится равным ионному, $J_e \approx J_i$. Измерения показывают (рис. 15), что в этой области температура электронов резко падает в результате накопления холодных электронов, которые компенсируют пространственный заряд ионов. Качественно профиль потенциала в расширителе выглядит так: сначала происходит его резкий скачок между пробкой и поверхностью, где $K \approx \sqrt{m_i/m_e}$, затем практически не меняется и, наконец, испытывает скачок на поверхности приёмника плазмы, находящегося при нулевом потенциале.

Таким образом, энергичные электроны из ловушки практически полностью заперты в электростатической яме амбиполярного потенциала. Энергия электронов, попадающих на стенку, мала, а выбитые из неё холодные вторичные электроны не могут попасть в ловушку из-за сохранения магнитного момента, так как перепад магнитного поля от стенки к пробке в типичных условиях составляет $\sim 10^3$ и более. В результате электронный поток тепла из ловушки на торцевую стенку подавляется. Эффект подавления электронного потока тепла был продемонстрирован в эксперименте с подвижным

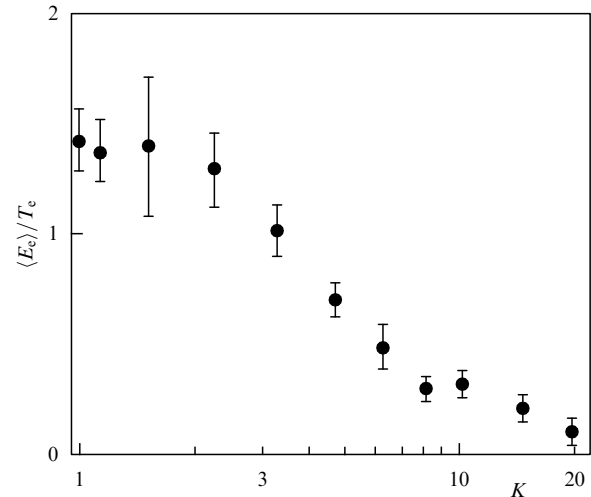


Рис. 15. Средняя энергия электронов в расширителе в зависимости от степени расширения.

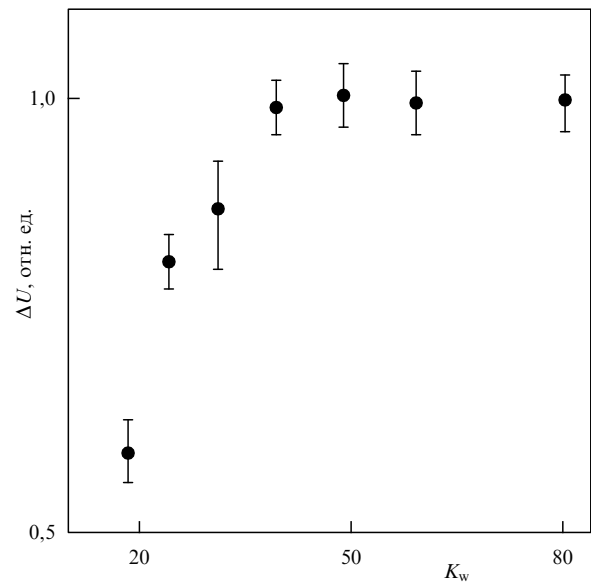


Рис. 16. Скачок потенциала в расширителе, в котором установлен подвижный сегмент торцевой стенки, в зависимости от степени расширения.

центральным сегментом стенки [105]. Поверхность этого сегмента была покрыта слоем оксида и нагревалась до температуры, при которой плотность эмиссии холодных электронов достигала величины $\sim 1 \text{ А см}^{-2}$. Когда поле на поверхности сегмента стенки было меньше, чем поле в пробке, в $\sqrt{m_i/m_e} \approx 40$ и более раз, положение сегмента не влияло на перепад амбиполярного потенциала в расширителе (рис. 16). Показанный на рис. 16 перепад потенциала нормирован на величину $4,8T_e$, которая равна его теоретическому значению при больших степенях расширения. Параметры плазмы, нагреваемой путём инъекции пучков атомарного водорода, также не зависели от положения стенки. Когда же стенка приближалась к пробке, так что отношение полей составляло менее 40, перепад потенциала уменьшался. Электронная температура плазмы в центральной части также уменьшалась, что свидетельствовало об увеличении электронного потока тепла на торец.

6. Магнитогидродинамическая устойчивость плазмы при нагреве атомарными пучками

6.1. Стабилизация расширителями

Инжекция атомарных пучков в плазму приводила к накоплению быстрых ионов, совершающих колебания между точками остановки вблизи магнитных пробок, а также к нагреву электронов в ловушке. Поведение мишенной плазмы при нагреве и накоплении быстрых ионов сильно отличалось в режимах с неблагоприятной и благоприятной кривизной силовых линий в расширителях.

В первом случае наблюдались сильные нарушения симметрии профиля плотности плазмы, сопровождавшиеся сбросами плотности. Несмотря на то что в течение первых 600 мкс инжекции источник плазмы продолжал работать и имела место стабилизация торцом, линейная плотность плазмы в сечении испытывала резкие хаотические изменения. После отключения источника плазмы в течение 100–200 мкс профиль плотности сильно уширился, а плотность плазмы падала. Температура плазмы также резко снижалась, по-видимому, из-за сильного взаимодействия плазмы с радиальными лимитерами в центральной части ловушки.

В случае, если кривизна силовых линий была благоприятна для устойчивости, поведение плазмы заметно отличалось от описанного выше. Возмущения плотности были существенно меньше и не сопровождались столь значительными сбросами. Тем не менее поведение мишенной плазмы при большой мощности инжекции (более 200 кВт) проявляло черты, характерные для МГД-неустойчивых режимов удержания. Это проявлялось в смещениях плазменного столба и уширении профиля плотности в течение нагрева. При этом плотность плазмы в гало, опиравшемся вдоль силовых линий на лимитеры, возрастала в течение 1 мс импульса инжекции в 3–5 раз. Это сопровождалось значительным ростом потерь энергии из мишенной плазмы, так что её температура была в несколько раз меньше ожидаемой из расчётов. Электронная температура плазмы быстро выходила на насыщение при поглощаемой плазмой мощности пучков более 300 кВт и не превышала 15–20 эВ. При мощности нагрева около 100 кВт температура плазмы нарастала в течение всего импульса инжекции.

Детальные измерения энергобаланса плазмы при нагреве и расчёты запаса устойчивости в динамике показали, что в процессе накопления быстрых ионов плазма переходит через границу МГД-устойчивости. Это обстоятельство связано с уменьшением скорости передачи энергии от быстрых ионов электронам плазмы по мере роста электронной температуры. В результате давление быстрых ионов в центральной части растёт быстрее, чем давление плазмы в расширителе, зависящее от электронной температуры мишенной плазмы. Считая для простоты, что мишенная плазма и быстрые частицы одинаковым образом вносят вклад в неблагоприятную среднюю кривизну, можно записать условие устойчивости в виде следующего неравенства: $W_p(A_s - 1) \geq W_f$, где W_p и W_f — соответственно энергосодержание быстрых ионов и мишенной плазмы. Момент времени, когда это неравенство перестаёт выполняться в процессе накопления быстрых частиц, соответствует переходу через границу устойчивости.

При анализе данных в экспериментах с инжекцией пучков принималось, что неустойчивой становится мода жёсткого смещения плазмы, $m = 1$. Для этой моды в параксиальном приближении с учётом её структуры возмущение энергии плазмы при смещении ξ_0 в центральной плоскости ловушки равно [106, 107]:

$$\delta W = -\pi B_{\min} \xi_0^2 \int \psi d\psi \int \frac{dl}{B^2 r} \kappa \frac{\partial(P_{\perp} + P_{\parallel})}{\partial\psi}, \quad (4)$$

где ψ — магнитный поток. Считая угловое распределение инжектированных ионов достаточно узким, можно с хорошей точностью оценить их вклад в возмущение энергии при всплытии желобка. Этот вклад, естественно, пропорционален энергосодержанию быстрых частиц. Для изотропной плазмы с резкой границей интеграл (4) в случае, если форма силовых линий оптимальна (3), вычисляется тривиально и равен $\delta W = -\xi_0^2 W_f / 4l_m^2$. Благоприятный вклад в устойчивость, который определяется давлением запробочной плазмы, пропорционален энергосодержанию мишенной плазмы. Таким образом, в используемых приближениях легко заключить, что в координатах W_f , W_p параметры плазмы на границе устойчивости соответствуют некоторой прямой. В измерениях момент перехода через границу устойчивости фиксировался как момент, когда производная по времени от энергосодержания плазмы обращалась в нуль. Данные, показанные на рис. 17, соответствуют запасу устойчивости $A_s \approx 3$, что качественно согласуется с измерениями A_s в холодной плазме.

Максимальная температура плазмы, полученная при инжекции пучков в ГДЛ, стабилизированную расширителем, увеличивалась с 15 до 20–25 эВ при снижении мощности инжекции и увеличении длительности, а также (при прочих равных условиях) при увеличении магнитного поля. Всё это косвенно указывает на то, что ограничение температуры и энергосодержания плазмы при нагреве связано с переходом системы в неустойчивое состояние. Очевидным образом это связано с переходом

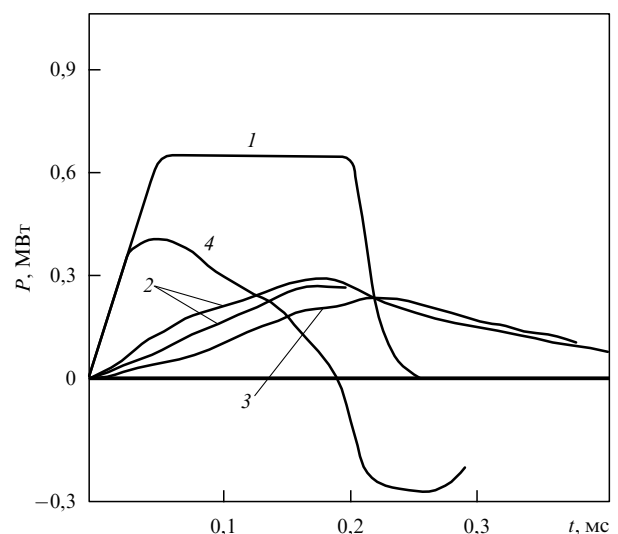


Рис. 17. Поток энергии в плазме при инжекции пучков: 1 — мощность инжекции, 2 — мощность, передаваемая от быстрых ионов электронам, 3 — мощность перезарядных потерь быстрых ионов, 4 — производная по времени от энергосодержания быстрых ионов.

ным процессом при инжекции пучков из-за отсутствия возможности поддержания плотности тёплой мишенной плазмы в данных экспериментах.

6.2. Стабилизация каспом

Описанные в предыдущем разделе эксперименты показывают, что плазма в аксиально-симметричной газодинамической ловушке может быть достаточно эффективно стабилизирована с помощью торцевых ячеек-расширителей с благоприятной кривизной силовых линий. Вместе с тем измеренный запас устойчивости по сравнению с ожидаемым не является принципиальным. Существующая в теории неопределённость выбора верхнего предела в интеграле устойчивости, который соответствует вкладу участков силовых линий вблизи торцевой стенки, достаточно велика. Это позволяет, меняя в разумных пределах ограничение на величину $\kappa\rho_i$ в расширителе, добиться удовлетворительного согласия измеренного запаса устойчивости с расчётным. В то же время величина запаса устойчивости определяется вкладом силовых линий с малым магнитным полем. Вследствие этого обстоятельства он не может быть сделан произвольно большим при наложении следующих ограничений: наклон силовых линий к оси в расширителе, допустимый радиус кривизны ($\kappa\rho_i \leq 1$), минимальный радиус расширителя (должен быть больше ρ_i), максимальное β в расширителе и при условии, что скорость течения плазмы не может превышать альфвеновскую скорость.

Вопрос о максимально возможном запасе устойчивости рассматривался в работе [75]. Благоприятный вклад "оптимального" расширителя в 1,5–2 раза больше расчётного для степенной формы силовых линий [36], ранее использованного для оценок запаса устойчивости, и с точностью до несущественного множителя равен $\Delta_s \propto l_m/\rho_i R$. Входящие в это выражение параметры достаточно жёстко фиксированы, что и определяет узость границ изменения запаса устойчивости расширителя. Эти соображения предопределили интерес к поиску МГД-стабилизаторов, которые смогли бы обеспечить больший запас устойчивости.

Для увеличения запаса устойчивости в [108] было предложено использовать торцевую ячейку — касп, внутри которого плазма в адиабатической области удерживается в газодинамическом режиме. Предполагалось, что пролётные частицы, вытекающие из центральной ячейки и проходящие касп насквозь, будут частично захватываться в каспе за счёт редких столкновений и удерживаться между осевым и радиальным максимумами магнитного поля. В результате полное давление плазмы в расширителе существенно вырастет по сравнению с давлением пролётной плазмы. Для оценки давления в каспе принималось, что обе половины каспа заполнены плазмой, а температура плазмы постоянна и равна температуре в центральной части ловушки на данной силовой линии.

Плотность плазмы и её давление определялись из баланса потоков частиц, втекающих в касп из ловушки и вытекающих через кольцевую щель и внешнюю пробку: $P = (P_0/B_m)/(2/B_r + 1/B_m^*)$, где B_m — магнитное поле во внутренней (входной) пробке, B_r — поле в кольцевой щели, B_m^* — поле во внешней (выходной) пробке каспа. При заполнении каспа потоком плазмы из ловушки необходимо учитывать, что возможны два стационар-

ных состояния, соответствующих сверхзвуковому и дозвуковому режиму течения плазмы. В описываемых ниже экспериментах реализовывался режим дозвукового течения.

Для эффективной стабилизации каспом необходимо выполнить несколько условий. Во-первых, требуется, чтобы радиус кривизны силовых линий в области максимального градиента давления значительно превышал ионный ларморовский радиус. Соответственно при проектировании стабилизатора-каска принималось, что радиус кривизны ограничен величиной $0,3/\rho_i$. Другое условие накладывает необходимость подавления дрейфовых неустойчивостей, вызывающих в экспериментах сильное уширение профиля плотности в кольцевой щели каспа [109–111]. Для этого параметры каспа выбирались таким образом, чтобы размер плазмы в этой области превышал четыре ионных ларморовских радиуса, вычисленных по электронной температуре. Это условие приводит к ограничению радиуса щели каспа, который должен быть меньше $r_p^2/4\rho_i$, где r_p — радиус плазмы на входе в касп. Кроме того, давление плазмы в каспе не должно существенно искажать формы силовых линий из-за диамагнитных эффектов. Для этого относительное давление плазмы ограничивалось сверху величиной $\beta \leq 0,3$. При этих ограничениях проведённые расчёты показали, что для силовой линии с радиусом в центре ловушки 10 см запас устойчивости составляет ~ 8 при пробочном отношении $R = 75$. При плотности плазмы в ловушке 10^{14} см $^{-3}$ и электронной температуре 50 эВ максимальное значение β на этой силовой линии в каспе равно 0,1 и $\kappa\rho_i \leq 0,2$.

Измерения показали, что давление плазмы в каспе вне области адиабатичности ионов хорошо описывается принятыми уравнениями баланса продольных потоков частиц. Расчёт возмущения энергии при желобковом смещении мишенной плазмы с изотропным давлением проводился с использованием результатов работы [35]. Для глобальной моды с учётом непараксиальности возмущение энергии вычислялось как

$$\delta W_p = \pi B_{\min} \xi_0^2 \int \psi d\psi \left(\frac{\partial P}{\partial \psi} \frac{\partial U}{\partial \psi} + \gamma \frac{P}{U} \left(\frac{\partial U}{\partial \psi} \right)^2 \right), \quad (5)$$

где $U = \int dl/B$.

Сначала вычислялся удельный объём силовых трубок от осевой до кольцевой пробки и его производная для реальной геометрии катушек каспа. Затем по экспериментальным данным находилось давление плазмы в каспе и его производная по магнитному потоку. После чего вычислялся интеграл (5), причём нижняя граница интегрирования соответствовала границе адиабатической области в каспе. Обрезание интеграла на нижнем пределе вносило некоторую ошибку в расчёты. Однако вклад в возмущение энергии в каспе для небольших магнитных потоков достаточно мал, так как имеет дважды логарифмический характер: $\delta W_p \propto \ln \ln 1/\psi$. Возмущение энергии для быстрых ионов вычислялось в соответствии с работой Крускала и Обермана [112] с учётом параксиальности магнитного поля в центральной части ловушки.

Энергетическое время жизни плазмы определялось путём деления максимального энергосодержания плазмы на мощность нагрева. Время жизни частиц находилось из скорости спада плотности в ловушке в этот же

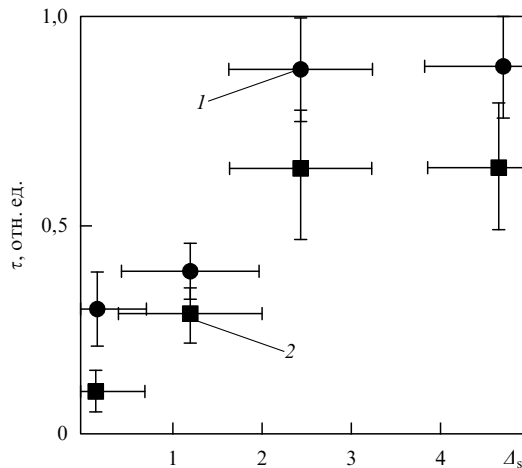


Рис. 18. Время удержания плазмы в зависимости от запаса устойчивости: 1 — время удержания частиц, 2 — время удержания энергии.

момент времени. После достижения максимума энерго-содержание приходило к насыщению, что свидетельствовало о повышенных потерях плазмы. Состояния с различными давлениями плазмы в каспе и соответственно с разными запасами устойчивости реализовывались следующим образом. Состояния с $\Delta_s \leq 2$ получались при пробочном отношении $R = 50-80$. Данные с $\Delta_s = 2,5$ были получены при $R = 27$, а режимы с $\Delta_s \geq 2,5$ получались при инъекции плазмы с помощью дополнительной плазменной пушки. Эта пушка была установлена во внешней осевой пробке каспа и заполняла плазмой его приосевую область. В процессе нагрева, вследствие накопления быстрых ионов в центральной части ловушки, запас устойчивости уменьшался. Поэтому для указанных значений $\Delta_s \geq 1$ на границе устойчивости начальная величина Δ_s доходила до 100 и более.

На рисунке 18 показаны зависимости времени жизни частиц и энергии в центре ловушки от расчётного запаса устойчивости. Данные экспериментов нормировались на соответствующие расчётные времена жизни, обусловленные вытеканием плазмы через пробки. Как видно, уменьшение времени жизни начинается при $\Delta_s \leq 2$, что соответствует общей картине динамического перехода через границу устойчивости при накоплении быстрых ионов.

Интересно отметить, что в экспериментах без дополнительного нагрева, когда температура плазмы была низкой (2–3 эВ), поведение плазмы после отключения источника проявляло черты, свойственные неустойчивым режимам распада. При этом движения плазмы в центральной части и в каспе не были коррелированы. Повидимому, это объясняется влиянием конечной проводимости плазмы, из-за которой в центральной ячейке становится возможным развитие так называемой резистивной баллонной моды [98].

Использование каспа для стабилизации МГД-неустойчивости привело к существенному росту параметров плазмы в ГДЛ. При этом плазма оставалась устойчивой при существенно большей мощности инжектированных пучков, которая достигала 4,2 МВт при длительности 1,1 мс и энергии инъекции 13–17,5 кэВ. Это позволило увеличить значение параметра β до 15–20 %, при этом температура плазмы достигала 90–110 эВ.

Плотность быстрых ионов со средней энергией 5–8 кэВ в точках останова составила $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [113]. Существенным фактором, позволившим дополнительно увеличить параметры плазмы, было использование дуговых титановых испарителей для нанесения титановой плёнки перед каждым выстрелом на стенки вакуумной камеры [114].

Вместе с тем выявились существенные недостатки использования стабилизатора-каска в конкретной экспериментальной ситуации, когда параметры плазмы существенно нестационарны. Несмотря на большое увеличение запаса устойчивости по сравнению с расширителем, при умеренных начальных Δ_s в процессе накопления быстрых ионов достигался предел устойчивости. Включение дополнительной плазменной пушки в каспе позволяло ещё больше увеличить запас устойчивости Δ_s , и плазма была устойчива в течение всего времени импульса инъекции пучков. Однако в этих режимах рост температуры плазмы ограничивался стоком тепла по электронному каналу на торец, где были установлены плазменные пушки. В более поздних экспериментах эффекты нестационарности, связанные с импульсной инъекцией пучков, были отчасти компенсированы поддувом газа в области между пробкой и точкой останова быстрых ионов.

6.3. Стабилизация азимутальным вращением с широм

Последующие эксперименты, направленные на исследование механизмов поперечного переноса в ГДЛ, были в определённой степени инициированы результатами работ на установке НИИ в Киото, Япония [115, 116]. Основным методом стабилизации желобковых колебаний в НИИ была пондеромоторная стабилизация за счёт градиента давления возбуждаемых в плазме циклотронных волн. На этой установке, которая представляла собой осесимметричную открытую ловушку, наблюдалось резкое снижение поперечных потерь при подаче положительного потенциала на радиальные лимитеры. Предполагалось, что наблюдаемое подавление дрейфовой турбулентности и снижение переноса вызвано азимутальным вращением плазмы с сильным широм ($\partial\omega_E/\partial r$, ω_E — частота азимутального вращения, r — радиус плазмы) в скрещённых электрическом и магнитном полях вблизи лимитера.

Согласно теоретическим представлениям, неоднородное вращение плазмы с широм может подавлять развитие неустойчивых МГД-возмущений [117]. Механизм благоприятного влияния дифференциального вращения на устойчивость плазмы по отношению к желобковым возмущениям можно качественно пояснить следующим образом. Пусть всплывающий в плазме желобок попадает в область с сильным сдвиговым течением. В данном случае "сильное" означает, что характерное время, за которое слои плазмы успевают повернуться друг относительно друга на угол порядка единицы, сравнимо с временем развития неустойчивости или меньше него. Тогда сдвиговое течение "размазывает" желобок по азимуту (т.е. приводит к уменьшению азимутальных градиентов) и может заметно уменьшить инкремент неустойчивости.

Подавление МГД-неустойчивости в плазме с неоднородным вращением наблюдалось в целом ряде экспериментов. В частности, такой метод применялся на установке ПСП-2 (Плазма в Скрещённых Полях) [118] в Но-

восибирске, в результате была получена плазма с температурой ~ 10 кэВ при плотности $\sim 10^{18}$ м⁻³. В экспериментах на установке МСХ (Maryland Centrifugal eXperiment) [119] в университете г. Мэриленд, США, было показано, что неустойчивость подавляется при условии, что величина шира скорости вращения плазмы в скрещённых $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ -полях превосходит скорость нарастания МГД-возмущений. В экспериментах на установке ГАММА-10 (Цукуба, Япония) было также показано, что достаточно большой шир скорости вращения, создаваемый с помощью торцевых электродов, локального ЭЦР-нагрева или спонтанно возникающий в плазме, приводит к подавлению МГД и дрейфовых мод [120].

Для управления вращением плазмы на установке ГДЛ использовался метод, подобный применявшемуся на установке НИЕИ: потенциалы радиальных лимитеров, расположенных в центральной части ловушки за точкой остановки быстрых ионов, и кольцевых сегментов приёмника плазмы, расположенного в расширителе, задавались внешними источниками питания либо заземлялись. Потенциалы подбирались так, чтобы на краю плазмы формировалась область с большим радиальным электрическим полем. В результате на границе плазмы возник плазменный вихрь — течение плазмы в скрещённых $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ -полях с сильным широм. Влияние такого способа вращения плазмы на поперечный перенос оказалось даже более выраженным, чем в экспериментах НИЕИ. А именно, если потенциал лимитеров превышал некоторую величину порядка электронной температуры, то поперечные потери становились относительно малыми. Этот эффект продемонстрирован на рис. 19, где показано временное поведение запасённой в плазме энергии в различных режимах работы установки.

Следует отметить, что поперечные потери оставались небольшими даже в случае, если кривизна силовых линий в расширителях была близка к нулю. Вследствие этого эксперименты продолжались без включения катушек каспа, так что силовые линии в торцевых ячейках были практически прямыми, а средняя кривизна силовых линий в ловушке была неблагоприятна для устойчивости. Нагрев и удержание плазмы при инъекции атомарных пучков исследовались при длине импульса инъекции до 5 мс. Энергия инжектируемых пучков составляла 23–25 кэВ, а мощность, падающая на плазму, менялась в

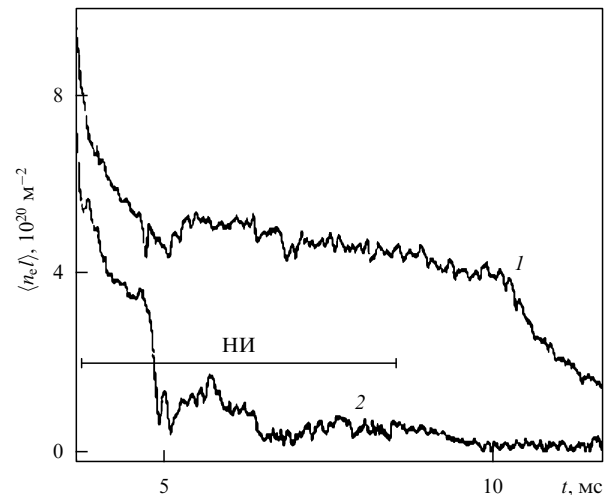


Рис. 19. Линейная плотность плазмы в ловушке при подаче напряжения на лимитеры (кривая 1) и без напряжения (кривая 2). НИ — период инъекции атомарных пучков.

пределах 3,5–5,4 МВт (табл. 5). Радиальный перенос плазмы контролировался с помощью подачи напряжения на сегменты приёмника плазмы и радиальный лимитер в центральном соленоиде. Именно в таких режимах были достигнуты и максимальная накопленная энергия плазмы, и максимальный диамагнетизм.

Характерный радиальный профиль потенциала, полученный в эксперименте, показан на рис. 20. Измерения проводились в условиях, когда радиальный лимитер и внешний кольцевой сегмент приёмника плазмы находились под потенциалом около 130 В по отношению к заземлённым внутренним сегментам. Ход потенциала хорошо описывается теоретической зависимостью, полученной в [117]. Ширина профиля в теоретической модели определяется развитием в плазме неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Присутствие ионов с большим ларморовским радиусом стабилизировало все МГД-моды, кроме мод с $m \approx 1$. Тогда, как показано в [117], рост неустойчивых возмущений ограничивается их нелинейным насыщением, вызванным связью с торцом и генерацией поперечных токов в зоне вихря. В результате плазма удерживается в застойной зоне вихря без значи-

Таблица 5. Параметры плазмы в ГДЛ, достигнутые с использованием различных типов МГД-стабилизаторов

Параметр	Расширитель [99]	Касп [113]	Вращение плазмы [121]
Магнитное поле в центре, Тл	до 0,22	до 0,22	до 0,3
Магнитное поле в пробках, Тл	2,5–15	2,5–15	2,5–15
Плотность основной плазмы, м ⁻³	$(1,5–7) \times 10^{19}$	$4,5 \times 10^{19}$	$(3–6) \times 10^{19}$
Радиус плазмы в центре, см	$\approx 6,5$	5–10	6–7
Электронная температура, эВ	до 25	до 110	до 250 ($\sim 10^3$ при доп. ЭЦР-нагреве)
Энергия инжектируемых дейтериевых или водородных пучков, кэВ	15	15–16	24–25
Длительность инъекции, мс	1,2	1,2	5
Полная мощность инъекции, МВт	—	до 4	до 5,7
Угол инъекции, град.	45°	45°	45°
Плотность быстрых ионов в точках остановки, м ⁻³	$\approx 1 \times 10^{18}$	$\approx 0,4 \times 10^{19}$	$\approx (5–7) \times 10^{19}$
Средняя кривизна в МГД-стабилизаторах, отнесённая к кривизне в центральной части, без учёта вклада быстрых ионов	1,5–2	≈ 8 для $R = 25$	—
Средняя энергия быстрых ионов, кэВ	—	5–8	≈ 10
Максимальное локальное β	$\approx 0,07$	$\approx 0,1$	до 0,6

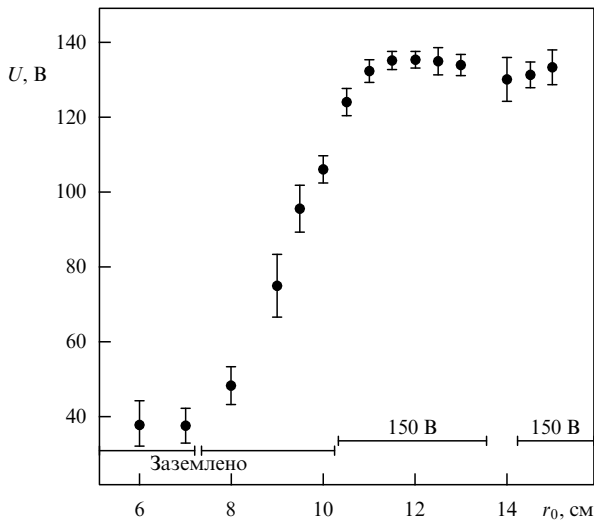


Рис. 20. Радиальный профиль плавающего потенциала вблизи лимитера.

тельных поперечных смещений и потерь на стенках. Однако описанный механизм нелинейного насыщения амплитуд неустойчивых мод в теории имеет место при $\langle \rho_i \rangle \ll a$, тогда как в эксперименте $\langle \rho_i \rangle \approx a$. Для учёта этого обстоятельства требуется дальнейшее развитие теории.

Активность плазмы при инжекции атомарных пучков наблюдалась с помощью наборов магнитных датчиков, установленных на различных азимутах и вдоль оси ловушки в центральной части. Типичный вид сигналов с датчиков после обработки в виде амплитуд желобковых мод приведён на рис. 21. В спектре азимутальных мод, как и ожидалось, доминируют моды с $m \approx 1$. Присутствие моды с $m = 0$ связано в основном с нагревом плазмы. Высшие моды с $m \geq 3$ имеют амплитуду, гораздо меньшую, чем моды с $m = 1, 2$, которые соответствуют смещению плазмы как целого и эллиптического искажению поперечного сечения плазмы. Как видно из рис. 21, амплитуды гармоник не растут экспоненциально, как можно было бы ожидать, учитывая, что средневзвешен-

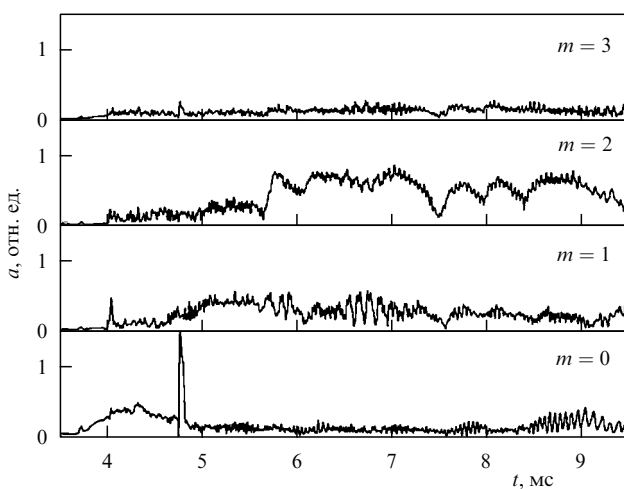


Рис. 21. Временное поведение амплитуд азимутальных гармоник желобковых возмущений с различными номерами. Инжекция атомарных пучков начинается в момент времени 3,7–4 мс.

ная кривизна силовых линий неблагоприятна, а нарастают только до определённой величины. Интересной особенностью является значительная амплитуда моды $m = 2$, которая в несколько раз превышает амплитуду моды $m = 1$. Это свидетельствует о существенной роли нелинейных механизмов [117].

Анализ экспериментальных данных, полученных в разных режимах, позволил сделать ряд качественных выводов. Во-первых, обычно в каждый момент времени в спектре колебаний доминирует только одна мода: либо $m = 1$, либо $m = 2$. В этом случае частотный спектр оказывается довольно узким, однако максимум может лежать в достаточно широкой области частот 10–50 кГц. Во-вторых, при фиксированном m частота вращения плазмы растёт вместе с напряжением, приложенным к лимитеру. В-третьих, в ряде экспериментов наблюдалось быстрое "переключение" между модами. При этом произведение частоты на номер доминирующей моды изменяется слабо. Так, для эксперимента, который показан на рис. 21, переключение имело место в момент времени 5,7 мс. До этого времени наблюдалась мода $m = 1$ с частотой около 40 кГц, а после — мода $m = 2$ с частотой 20 кГц.

Полезно сравнить измеренные частоты наблюдаемых в эксперименте желобковых возмущений с характерными инкрементами нарастающих неустойчивых МГД-мод и частотой вращения плазмы. Инкремент МГД-неустойчивости в ГДЛ в случае, если стабилизирующие ячейки не включены, может быть оценён как $\gamma_{\text{МНД}} \sim \omega_{\text{МНД}} \approx V_{\text{Ti}} \kappa / a \approx V_{\text{Ti}} / L$. Ионную скорость V_{Ti} следует оценивать по параметрам быстрых ионов, которые дают основной вклад в давление и имеют среднюю энергию 10 кэВ. Тогда, принимая, что длина ловушки, определяемая кривизной силовых линий, $L \approx 6-7$ м, получаем характерную величину инкремента МГД-возмущений $f_{\text{МНД}} = \omega_{\text{МНД}} / 2\pi \approx 30$ кГц. Скорость вращения плазмы определяется дрейфом в скрещённых полях со скоростью $V_{\text{drift}} = cE/B$ и радиусом плазмы $a \approx 10$ см. Принимая для оценки $E = 30-50$ В см⁻¹, что соответствует профилю потенциала, показанному на рис. 20, получаем частоту вращения $f_{\text{rot}} \approx 15-30$ кГц. Эти оценки довольно близки к экспериментально наблюдаемым частотам возмущений. Кроме того, поскольку частота вращения довольно близка к оценке инкремента желобковой неустойчивости, можно заключить, что вращение плазмы имеет значительное влияние на поведение плазмы в рассматриваемых экспериментах.

Как уже отмечалось, эксперименты с максимальным относительным давлением на ГДЛ были проведены в режиме с магнитным полем в центральном сечении около 0,3 Тл и с вихревым вращением плазмы на периферии [64]. На рисунке 22 представлена зависимость диамагнетизма плазмы от времени для этого режима. Сравнение этой зависимости с результатами моделирования позволяет утверждать, что поперечные потери не играли существенной роли в энергобалансе плазмы. Плотность быстрых ионов со средней энергией 10–12 кэВ в точке остановки достигала 5×10^{19} м⁻³ и существенно превышала плотность мишенной плазмы $((1,5-3) \times 10^{19}$ м⁻³ в центральном сечении ловушки). Это приводило к образованию пиков амбиполярного потенциала и к заметному уменьшению продольных потерь плазмы из приосевой области. По данным диагностики на основе динамического эффекта Штарка

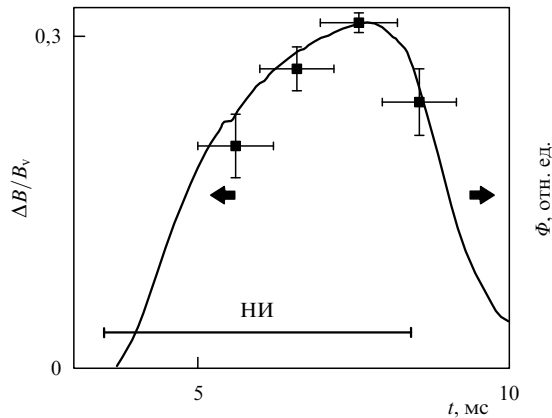


Рис. 22. Временная зависимость относительного изменения магнитного поля и диамагнетизма плазмы; НИ — период инжекции атомарных пучков.

магнитное поле уменьшалось по сравнению с вакуумным на относительную величину около $\Delta B/B_v = 0,3$, что соответствует относительному давлению плазмы $\beta \approx 0,6$.

В другой серии экспериментов, с пониженным до 0,25 Тл полем в центре ловушки, был измерен радиальный профиль $\Delta B/B_v$ в проекции на центральную плоскость сечения плазмы [122]. Согласно данным, показанным на рис. 23, диамагнитное вытеснение поля достигало $\Delta B/B_v = 0,2$ на оси плазмы, так что относительное давление в данном случае достигало $\beta \approx 0,4$. Отличительная черта полученного профиля плотности — его маленькая ширина, которая составляет всего около 7 см по уровню $1/e$ в проекции на центральную плоскость сечения ловушки. Заметим, что это лишь немного превышает ларморовский радиус быстрых ионов дейтерия ($\rho_i \approx 5,6$ см), вычисленный для средней энергии быстрых ионов.

Формирование столь узкого радиального профиля плотности быстрых ионов нельзя объяснить потерями на периферии или узким профилем захвата атомарных пучков. Конкретный механизм перехода в это состояние ещё не вполне ясен. Возможно, он связан с протеканием ионного тока между приосевой областью плазмы и периферией, потенциал плазмы в которой становится отрицательным при подаче отрицательного потенциала

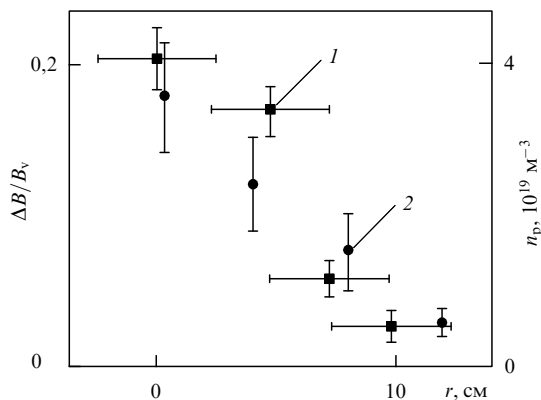


Рис. 23. Радиальные профили: 1 — относительного изменения магнитного поля, 2 — плотности плазмы.

на радиальный лимитер. При подаче потенциала обратного знака формирования узкого радиального профиля плотности быстрых ионов не наблюдалось.

Заметим, что в экспериментах с расширителем и каспом в качестве стабилизаторов было показано, что относительное давление плазмы растёт примерно линейно с ростом энергосодержания быстрых ионов вплоть до величины $\sim 0,2$. При переходе в режимы с вихревым вращением плазмы на периферии происходит дальнейшее увеличение энергосодержания, относительное давление также примерно следует линейной зависимости, но с большим коэффициентом пропорциональности.

Измерения энергобаланса плазмы при инжекции атомарных пучков показали, что повышенные потери плазмы отсутствуют вплоть до режимов с максимальным $\beta = 0,6$. Однако уже при $\beta > 0,4$ возникают возмущения плазмы, которые можно грубо разделить на две категории: медленные, с частотой около 10 кГц, и быстрые, с частотами в мегагерцовой области. Характерным примером медленных возмущений являются спонтанные перераспределения давления плазмы вдоль центрального соленоида ГДЛ и возмущения формы поперечного сечения плазмы [123]. Поведение плазмы в этих случаях можно проиллюстрировать сигналами диамагнитных петель, расположенных в центре ловушки с пробочным отношением $R = 1$ и в точке остановки быстрых ионов с пробочным отношением $R = 2$ (см. овалы на рис. 24). По мере нарастания давления плазмы происходит перераспределение давления вдоль силовых линий магнитного поля, так что в промежуток времени между 4,1 и 4,2 мс сигнал с петли в центре резко увеличивается, а в точке остановки соответственно падает.

Накопление быстрых ионов сопровождалось пилообразными колебаниями сигналов с диамагнитных пе-

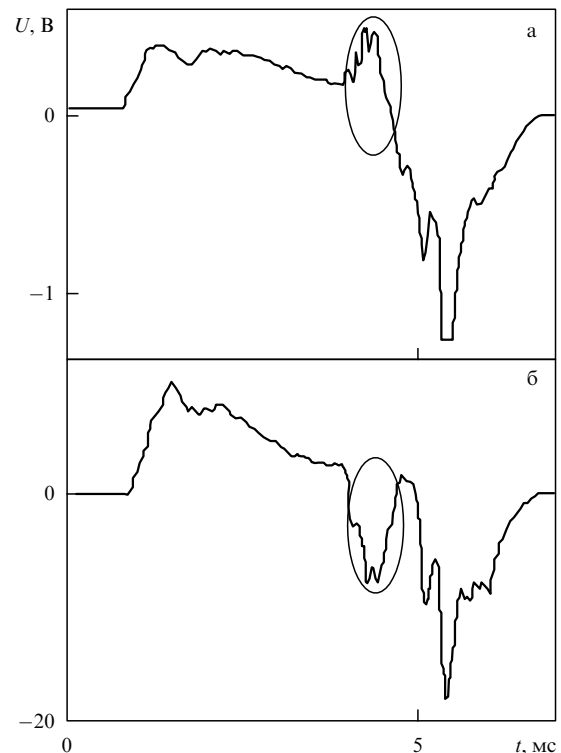


Рис. 24. Сигналы диамагнитных петель: (а) в центральном сечении ($R = 1$), (б) вблизи точки остановки ($R = 2$).

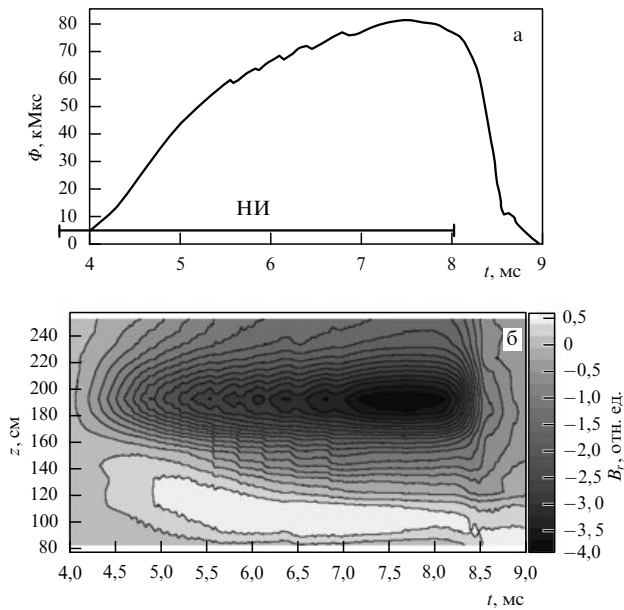


Рис. 25. Зависимость диамагнитного сигнала с $R = 2$ от времени (а) и возмущения радиального магнитного поля от времени и продольной координаты (б); НИ — период инжекции атомарных пучков, единицы кМкс — киломаксвеллы.

тель, которые носили релаксационный характер (рис. 25, 24). Характер продольного перераспределения давления изучался с помощью набора магнитных зондов, расположенных параллельно оси установки. На рисунке 25б представлено возмущение радиальной компоненты магнитного поля относительно её величины в вакууме, основной вклад в возмущение дают быстрые ионы. Уширение продольного профиля этого возмущения наиболее просто увидеть в момент около 5,5 мс, когда на диамагнитном сигнале появляется первый провал, — в это время возмущение радиального магнитного поля уменьшается по амплитуде около центра области остановки (область тёмного цвета около $z = 190$ см сужается), а на краю области остановки его амплитуда растёт (линии уровня в диапазоне $z = 140–160$ см имеют вид

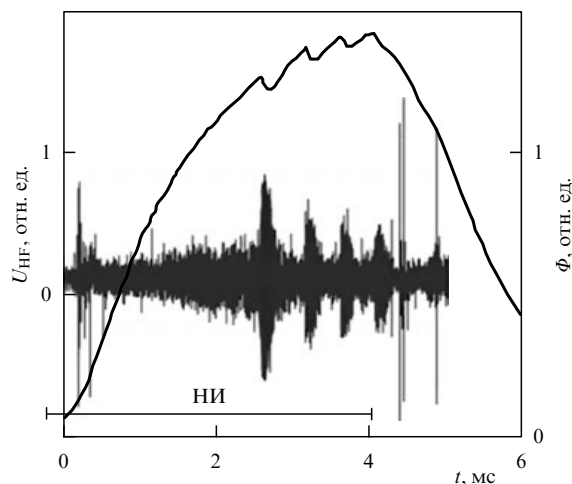


Рис. 26. Зависимость сигналов ВЧ-зонда и диамагнитной петли при $R = 2$ от времени; НИ — период инжекции атомарных пучков.

"ступеньки", сдвигаясь в сторону меньших z). В то же время провалы диамагнитных сигналов сопровождались вспышками ВЧ-колебаний на частоте около 1 МГц (рис. 26). Измерения характеристик ВЧ-колебаний плазмы показали, что они соответствуют вспышкам рассмотренной во введении альфвеновской ионно-циклотронной (АИЦ) неустойчивости [124].

Теоретическое описание этого типа неустойчивости для открытых ловушек с наклонной инжекцией представлено в [125]. Следует отметить, что развитие АИЦ-неустойчивости в ГДЛ, в отличие от многих других систем, не приводит к существенным потерям быстрых ионов [126]. Это объясняется тем обстоятельством, что в случае ГДЛ за раскачку волны отвечает небольшая группа ионов с максимальными энергиями, т.е. быстрых ионов, только что захватившихся из нагревных атомарных пучков. Для насыщения колебаний достаточно незначительно увеличить угловой разброс этих частиц (на величину $\sim 1^\circ–2^\circ$). При этом для выхода такой частицы в конус потерь необходимо изменить питч-угол на величину $\sim 40^\circ$.

7. Эксперименты по сверхвысокочастотному нагреву плазмы

Для повышения электронной температуры и снижения темпа потерь энергии инжектированных ионов установка ГДЛ была оснащена системой нагрева плазмы на частоте электронного циклотронного резонанса. Для нагрева использовались два гиротрона с частотой 54,5 ГГц, что соответствует резонансу при поле 1,95 Тл. Ввод излучения осуществлялся в зоны циклотронного резонанса, расположенные симметрично относительно центра ловушки. Суммарная мощность гиротронов достигала 0,9 МВт, что было сравнимо с мощностью нагрева электронов от столкновений с быстрыми ионами (1–1,5 МВт).

Схема ввода мощности излучения показана на рис. 27. Волна вводилась со стороны большего магнитного поля и направлялась в зону поглощения в результате преломления на границе плазмы и последующего полного внутреннего отражения от границы плазма–вакуум.

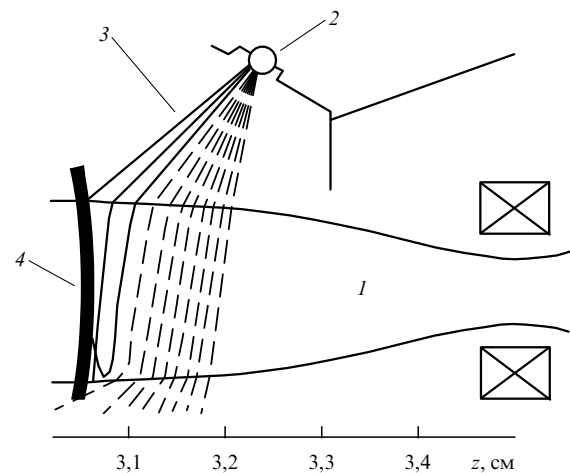


Рис. 27. Схема ЭЦР-нагрева: 1 — плазма, 2 — область ввода излучения, 3 — траектории захваченных (сплошные линии) и не захваченных (штриховые линии) лучей, 4 — резонансная поверхность.

При движении в плазме волна захватывается в плазменный волновод и направляется в зону ЭЦР. Такой волновод образуется из-за того, что в плазме при движении волны в уменьшающемся магнитном поле растёт продольный показатель преломления и, вследствие рефракции, уменьшается угол между волновым вектором и магнитным полем. В этой области, расположенной за точкой отражения быстрых ионов, параметры плазмы таковы, что выполняется условие $\omega_{pe} < \omega_{ce}$ и частота волны $\omega \sim \omega_{ce}$. Показатель преломления необыкновенной волны, поляризация которой вращается в направлении вращения электронов в магнитном поле и поглощение которой приводит к нагреву электронов, в приближении холодной плазмы имеет при этом особенность в магнитном поле

$$B = \frac{m_e c}{e} \frac{\omega}{\sqrt{1 + \omega_{pe}^2 \sin^2 \theta / (\omega^2 - \omega_{pe}^2)}},$$

соответствующем частоте верхнегибридного резонанса. За точкой верхнегибридного резонанса, ближе к магнитной пробке, квадрат показателя преломления волны положителен и волна может распространяться.

Таким образом, при запуске со стороны большего магнитного поля волна не достигает области непрозрачности и попадает в точку циклотронного резонанса, в которой должна поглощаться. Однако, как известно, в точке циклотронного резонанса волна меняет направление поляризации и не может резонансно взаимодействовать с электронами [127]. Если электронная температура плазмы достаточно велика, то вблизи точки резонанса появляется достаточно широкая область, в которой есть компонента поляризации, вращающаяся в электронную сторону, и движущиеся вдоль магнитного поля электроны могут эффективно взаимодействовать с волной за счёт сдвига частоты вследствие эффекта Доплера. Эксперименты проводились при характерных значениях $\beta_e = V_{Te}/c \sim 10^{-2}$ и $\omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2 \sim 0,3$, так что выполняется условие $\omega_{pe}^2/\beta_e \omega_{ce}^2 \gg 1$. В этом случае при условии, что угол между магнитным полем и направлением распространения волны $\theta \approx 1$, длина поглощения необыкновенной волны оказывается достаточно малой [128]:

$$l \sim \frac{c}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2}\right)^{-2} \sim 6 \text{ см.}$$

Если угол θ мал настолько, что выполняется неравенство $\theta^3 \leq \beta_e$, то волна ещё сильнее затухает в зоне вблизи

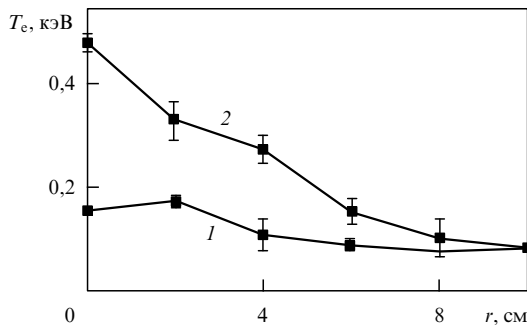


Рис. 28. Радиальный профиль электронной температуры: 1 — без ЭЦР-нагрева, 2 — при ЭЦР-нагреве мощностью 300 кВт.

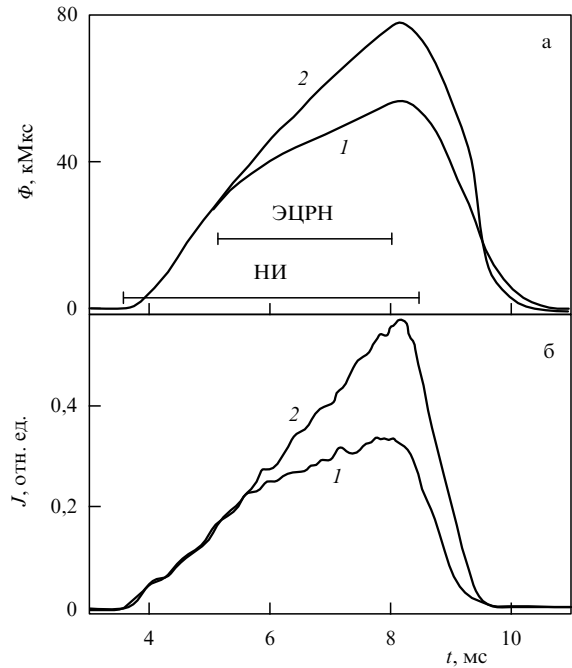


Рис. 29. Временная эволюция диамagnetизма плазмы (а) и нейтронного потока (б): 1 — без ЭЦР-нагрева, 2 — при ЭЦР-нагреве мощностью 300 кВт; НИ — период инъекции атомарных пучков; ЭЦРН — период работы ЭЦР-нагрева. Единицы кМкс — киломаксвеллы.

резонанса и поглощается на длине

$$l \sim c \left(\frac{\beta_e}{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2} \right)^{1/3} \sim 0,03 \text{ см.}$$

Ввод излучения гиротронов в плазму приводил к существенному росту электронной температуры плазмы (рис. 28). При этом наблюдался также рост диамagnetизма плазмы и увеличение потока нейтронов D–D-реакции (рис. 29) вследствие уменьшения энергетических потерь быстрых инжектированных ионов. В дальнейшем оптимизация условий нагрева и ввода СВЧ-мощности в плазму позволила поднять электронную температуру плазмы на оси ловушки до величины около 1 кэВ [44, 45].

8. Заключение

Эксперименты на установке ГДЛ успешно продемонстрировали, что МГД-неустойчивости плазмы в аксиально-симметричной газодинамической ловушке могут быть стабилизированы с помощью внешних ячеек с благоприятной кривизной силовых линий. Исследованы два типа таких стабилизаторов — расширитель и касп, — заполнявшихся вытекающей из ловушки плазмой. Кроме того, исследовано удержание плазмы с малыми поперечными потерями в условиях, когда средневзвешенная кривизна силовых линий магнитного поля в ловушке неблагоприятна. В этом случае плазма удерживалась внутри вихревого течения с сильным широм скорости на периферии, поддерживаемого за счёт подачи потенциалов на радиальные лимитеры и сегменты торцевого плазмopриёмника.

Продemonстрировано, что потери тепла из ловушки вследствие электронной теплопроводности могут быть существенно подавлены за счёт сильного уменьшения

магнитного поля в области между магнитной пробкой и торцом ловушки. Падение плотности плазмы в расширяющемся потоке за пробкой приводит к формированию глубокой потенциальной ямы для электронов в центральном соленоиде. В результате большинство электронов из центральной части не может достигнуть стенки. Расширение потока плазмы за пробкой приводит также к уплощению профиля потенциала во внешней части торцевых объёмов. В этих условиях холодные электроны, эмитированные стенкой, на которой магнитное поле много меньше поля в пробке, не могут попасть в центральный соленоид и привести к охлаждению плазмы в нём. Следовательно, продольные потери тепла из центрального соленоида ГДЛ определяются в основном потоком плазмы через пробки.

Эксперименты показали, что измеренные продольные потоки частиц и энергии из ловушки при низких температурах ($T \leq 50$ эВ) хорошо соответствуют газодинамической модели течения плазмы в пробках [106], а при более высоких — бесстолкновительной модели течения [105]. При нагреве плазмы инжекцией атомарных пучков в энергобалансе доминируют продольные потери, доля поперечных потерь не превышает 15%. В таких режимах электронная температура в ГДЛ определяется балансом энергии, передаваемой от быстрых ионов к электронам, а также вытеканием плазмы в пробки и достигает величины 250 эВ. Применение дополнительного ЭЦР-нагрева плазмы в центральной части позволяет увеличить электронную температуру до величины около 1 кэВ.

Удержание быстрых ионов, инжектированных в ловушку в центре под углом 45° к оси, хорошо описывается классическими механизмами торможения на электронах и ион-ионным рассеянием. Только при наибольших достигнутых значениях относительного давления плазмы наблюдается развитие в плазме альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости [124]. Однако, даже при развитии неустойчивости, повышенных потерь быстрых ионов или существенного уширения области их точек останова не наблюдается.

Успешная работа установки ГДЛ с $\beta \leq 0,6$, классическое поведение быстрых инжектированных ионов, а также демонстрация возможности нагрева электронов в ловушке до температуры около 1 кэВ дают твёрдые основания считать, что на основе ГДЛ возможно создание D–T-нейтронного источника с потоком нейтронов до 2 МВт м^{-2} , который расходует примерно 0,1 кг трития в год. Такой нейтронный источник не имеет серьёзных физических, инженерных и технологических ограничений. Очень важно при этом, что энергетический спектр нейтронов идентичен спектру термоядерных нейтронов в ИТЭРе и в будущем ДЕМО и удовлетворяет всем требованиям, накладываемым на нейтронный источник для испытания материалов для термоядерных реакторов.

Кроме применения ГДЛ в качестве нейтронного источника, большая величина энергосодержания плазмы и большие магнитные поля в пробках позволяют успешно использовать её для исследования взаимодействия мощных потоков плазмы с поверхностью конструкционных материалов. Поток плазмы через пробку можно легко варьировать в больших пределах, меняя мощность инжекции пучков и величину поддува газа вблизи пробки. Это даёт возможность моделирования

условий в диверторе будущих токамаков-реакторов. В частности, если в пробке будет размещена модель стенки токамака-реактора, то мощность теплового потока может достичь величины несколько сотен мегаватт на квадратный метр. Энергии электронов и ионов, взаимодействующих со стенкой, в этом случае могут составить 100–200 эВ, что позволяет хорошо моделировать реальные условия работы в условиях большого срыва в токамаке. Эксперименты можно проводить с водородной, дейтериевой и тритиевой плазмой. Эта возможность была опробована в недавних экспериментах на установке ГДЛ [129]. Вольфрамовая мишень располагалась возле торцевой магнитной пробки. Плотность мощности потока плазмы превысила 160 МВт м^{-2} , при этом электронная температура в центре поддерживалась на уровне 140 эВ.

Вместе с тем в условиях описанных выше экспериментов плазма была нестационарной. В частности, в устойчивых режимах электронная температура плазмы продолжала увеличиваться в течение всего времени импульса экспериментальной установки. Таким образом, для достижения стационарных условий требуется существенное удлинение времени работы установки. Например, для электронной температуры ~ 200 эВ требуется удлинение импульса работы установки до 20 мс и более. Такие режимы работы установки ГДЛ планируется реализовать при последующих модернизациях. В частности, планы предполагают сооружение в ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН стационарной установки ГДМЛ — газодинамической многопробочной ловушки [130]. В основу концепции ГДМЛ положено использование многопробочных концевых соленоидов для дальнейшего подавления продольных потерь плазмы по сравнению с газодинамической ловушкой. Разумеется, для достижения стационарных условий установка должна иметь сверхпроводящую магнитную систему, а длительность СВЧ-нагрева и нагрева инжекцией атомарных пучков должна быть ~ 100 с. Основной задачей экспериментов на установке ГДМЛ будет проверка концепции стационарного многопробочного термоядерного D–T-реактора. В более отдалённом будущем, если вопросы устойчивости при больших давлениях и температуре плазмы будут успешно решены, на основе ГДМЛ может быть создан термоядерный реактор с использованием перспективных малонейтронных видов топлива, таких как D–He³, He³–He³, а также p–B¹¹.

Благодарности. Авторы благодарят за поддержку Д.Д. Рютова, пионерские работы которого в соавторстве с В.В. Мирновым и другими коллегами лежат в основе концепции газодинамической ловушки и нейтронного источника на её основе. Большой вклад в изучение физики газодинамической ловушки внесли сотрудники ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН А.В. Аникеев, П.А. Багрянский, А.Д. Беклемишев, И.А. Котельников, А.А. Лизунов, Е.И. Солдаткина, А.Л. Соломахин; авторы благодарят их за подробные обсуждения различных аспектов физики ГДЛ. Авторы также выражают глубокую благодарность К. Ноаку (Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, HZDR, Германия), В. Робушу (Frascati Research Centre of Italian National Agency for New Technologies, Energy and Sustainable Economic Development, Италия), У. Фишеру и А. Мослангу (Karlsruhe Institute of Technology, KIT, Германия), Д. ДенХартогу

(University of Wisconsin-Madison, UW, США) за полезные обсуждения и помощь в работе, Т. Симонену (University of California, Berkeley, UC, США) за интерес к данной работе, полезные замечания и всестороннюю поддержку, М.В. Иванцовскому, А.И. Горбовскому и В.Х. Амирову за помощь в оформлении рукописи.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 14-50-00080).

Список литературы

- Будкер Г И, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* Т. 3 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 3, работа выполнена в 1954 г.; Пер. на англ. яз.: Budker G I *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions* Vol. 3 (Ed. M A Leontovich) (New York: Pergamon Press, 1959) p. 1
- Post R F, in *Proc. of the Second United Nations Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1–13 September 1958* Vol. 32 (Geneva: United Nations, 1958) p. 245
- Юшманов Е Е *ЖЭТФ* **49** 588 (1965); Yushmanov E E *Sov. Phys. JETP* **22** 409 (1966)
- Сивухин Д В, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 5 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Атомиздат, 1967) с. 439; Пер. на англ. яз.: Sivukhin D V *Reviews of Plasma Physics* Vol. 5 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1967)
- Мирнов В В, Рютов Д Д, в сб. *Итоги науки и техники. Серия Физика плазмы* Т. 8 (М.: ВИНТИ СССР, 1988) с. 77
- Иоффе М С, Кадомцев Б Б *УФН* **100** 601 (1970); Ioffe M S, Kadomtsev B B *Sov. Phys. Usp.* **13** 225 (1970)
- Rosenbluth M N, Longmire C L *Ann. Physics* **1** 120 (1957)
- Мирнов В В, Рютов Д Д *Письма в ЖТФ* **5** 678 (1979); Mirnov V V, Ryutov D D *Sov. Tech. Phys. Lett.* **5** 279 (1979)
- Dory R A, Guest G E, Harris E G *Phys. Rev. Lett.* **14** 131 (1965)
- Rosenbluth M N, Post R F *Phys. Fluids* **8** 547 (1965)
- Post R F, Rosenbluth M N *Phys. Fluids* **9** 730 (1966)
- Post R F "Mirror confinement and its optimization", UCRL-70681 (1967)
- Gerver M J *Phys. Fluids* **19** 1581 (1976)
- Berk H L et al., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1976. Proc. of the Sixth Intern. Conf., Berchtesgaden, West Germany, October 6–13, 1976* Vol. 3 (Vienna: IAEA, 1977) p. 147
- Coensgen F H et al. *Phys. Rev. Lett.* **35** 1501 (1975)
- Simonen T C et al. *Phys. Rev. Lett.* **50** 1668 (1983)
- Rosenbluth M N (General Atomic Div., General Dynamics Corp., San Diego, CA) "Microinstabilities", in Report RISO-18 (Roskilde: Riso National Laboratory, 1960) p. 189
- Сагдеев Р З, Шафранов В Д *ЖЭТФ* **39** 181 (1960); Sagdeev R Z, Shafranov V D *Sov. Phys. JETP* **12** 130 (1961)
- Watson D C *Phys. Fluids* **23** 2485 (1980)
- Casper T A, Smith G R *Phys. Rev. Lett.* **48** 1015 (1982)
- Katsumata R et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **31** 2249 (1992)
- Димов Г И, Закайдаков В В, Кишиневский М Е *Физика плазмы* **2** 597 (1976); Dimov G I, Zakaidakov V V, Kishinevskii M E *Sov. J. Plasma Phys.* **2** 326 (1976)
- Будкер Г И, Мирнов В В, Рютов Д Д *Письма в ЖЭТФ* **14** 320 (1971); Budker G I, Mirnov V V, Ryutov D D *JETP Lett.* **14** 212 (1971)
- Димов Г И *УФН* **175** 1185 (2005); Dimov G I *Phys. Usp.* **48** 1129 (2005)
- Post R F *Nucl. Fusion* **27** 1579 (1987)
- Рютов Д Д, Ступаков Г В *Письма в ЖЭТФ* **26** 186 (1977); Ryutov D D, Stupakov G V *JETP Lett.* **26** 174 (1977)
- Черемных П А и др. *ПТЭ* (5) 226 (1976)
- Мирнов В В, Нагорный В Л *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (9) 40 (1984)
- Котельников И А и др. "Математическая модель источника нейтронов на основе газодинамической ловушки", Препринт 90-105 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1990); http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/files/1990_105.pdf
- Wang Q et al. *IEEE Trans. Appl. Conduct.* **25** 4603505 (2015)
- Bagryansky P A et al. *Fusion Eng. Des.* **70** 13 (2004)
- Fowler T K, Logan B G *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion* **2** 167 (1977)
- Baldwin D E, Logan B G *Phys. Rev. Lett.* **43** 1318 (1979)
- Жильцов В А, Скворода А А, Шербаков А Г, в сб. *Труды Всесоюз. совещания по открытым ловушкам, Москва, 19–21 октября 1989 г.* (М., 1989) с. 143
- Рютов Д Д, Ступаков Г В *Физика плазмы* **12** 1411 (1986); Ryutov D D, Stupakov G V *Sov. J. Plasma Phys.* **12** 815 (1986)
- Casey J A et al. *Phys. Fluids* **31** 2009 (1988)
- Lane B et al. *Nucl. Fusion* **27** 277 (1987)
- Post R F *Fusion Sci. Technol.* **39** 25 (2001)
- Post R F *Fusion Sci. Technol.* **43** 195 (2003)
- Post R F et al. *Fusion Sci. Technol.* **47** 49 (2005)
- Li X Z, Kesner J, Lane B *Nucl. Fusion* **25** 907 (1985)
- Арсенин В В, Чуянов В А *УФН* **123** 83 (1977); Arsenin V V, Chuyanov V A *Sov. Phys. Usp.* **20** 736 (1977)
- Beklemishev A D *Fusion Sci. Technol.* **59** (1T) 90 (2011)
- Bagryansky P A et al. *Nucl. Fusion* **55** 053009 (2015)
- Bagryansky P A et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 205001 (2015)
- Anikeev A V et al. *Proc. 23th EPS Conf. Plasma Physics Controlled Fusion* **20C** 688 (1996)
- Bagryansky P A et al. *Trans. Fusion Technol.* **35** (1T) 79 (1999)
- Юров Д В, Приходько В В *УФН* **184** 1237 (2014); Yurov D V, Prikhodko V V *Phys. Usp.* **57** 1118 (2014)
- Sorokin A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **81** 02B108 (2010)
- Давыденко В И, Иванов А А, Шулъженко Г И *Физика плазмы* **41** 1004 (2015); Davydenko V I, Ivanov A A, Shul'zhenko G I *Plasma Phys. Rep.* **41** 930 (2015)
- Deichuli P *Rev. Sci. Instrum.* **86** 113509 (2015)
- Davydenko V *Rev. Sci. Instrum.* **87** 02B303 (2016)
- Belchenko Yu et al. *Rev. Sci. Instrum.* **87** 02B133 (2016)
- Сорокин А В и др. *ЖТФ* **86** 46 (2016); Sorokin A V et al. *Tech. Phys.* **61** 1004 (2016)
- Robouch B V et al. *Proc. 16th IEEE/NPSS Symp.* **2** 1131 (1995)
- Fischer U, Moeslang A, Ivanov A A *Trans. Fusion Technol.* **35** (1T) 160 (1999)
- Fischer U, Donne M D, in *Proc. 4th Intern. Symp. on Fusion Nuclear Technology, Tokyo, Japan, April 6–11, 1997*
- Ehrlich K, Daum E, in *Proc. of the IAEA Workshop on Intense Neutron Sources, Karlsruhe, 21–23 September 1992*; KfK Report 5296 (1994)
- IFMIF CDA Team "International Fusion Materials Irradiation Facility. Conceptual Design Activity", Report, RT/ERG/96/11, December (Ed. M Martone) (Frascati: ENEA, 1996); *Nucl. Instrum. Meth.* **145** (1) (1977)
- Jung P et al. *J. Nucl. Mater.* **232** 186 (1996)
- Abdou M *Fusion Eng. Des.* **27** 111 (1995)
- Ryutov D D et al. *J. Fusion Energy* **17** 253 (1998)
- Kruglyakov E P *Fusion Sci. Technol.* **39** (1T) 57 (2001)
- Bagryansky P A *Tran. Fusion Sci. Technol.* **59** (1T) 31 (2011)
- Дейчули П П, частное сообщение
- Ryutov D D *AIP Conf. Proc.* **1442** 247 (2012)
- Lotov K V, Ivanov A A *Plasma Phys. Control. Fusion* **42** 1077 (2000)
- Конкашбаев И К, Ландман И С, Улинич Ф Р *ЖЭТФ* **74** 956 (1978); Konkashbaev I K, Landman I S, Ulinich F R *Sov. Phys. JETP* **47** 501 (1978)
- Ryutov D D *Fusion Sci. Technol.* **47** 148 (2005)
- Anikeev A V et al. *Plasma Phys. Rep.* **25** 775 (1999)
- "Accelerator and spallation target technologies for ADS applications (A status report)", OECD/NEA Report 5421 (Paris: OECD Publ., 2005); <https://www.oecd-neo.org/science/docs/pubs/nea5421-accelerator.pdf>
- Möllendorff U et al. "A nuclear simulation experiment for the International Fusion Materials Irradiation Facility (IFMIF)", Report FZKA-6764 (Karlsruhe: Forschungszentrum Karlsruhe, 2002); <http://digbib.ubka.uni-karlsruhe.de/volltexte/fzk/6764/6764.pdf>
- Postupaeu V V et al. *Fusion Eng. Des.* **106** 29 (2016)
- Beklemishev A D *Phys. Plasmas* **22** 103506 (2015)
- Bagryansky P A et al. *J. Nucl. Mater.* **265** 124 (1999)
- Аникеев А В и др. *Физика плазмы* **20** 192 (1994); Anikeev A V et al. *Plasma Phys. Rep.* **20** 176 (1994)
- Корепанов С А et al. *Trans. Fusion Technol.* **35** 345 (1999)
- Березовский Е Л и др. *Физика плазмы* **6** 1385 (1980); Berezovskii E L et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **6** 760 (1980)

79. Tammen H F et al. *Plasma Phys. Rep.* **20** 158 (1993)
80. Abdrashitov G F et al. *Rev. Sci. Instrum.* **72** 594 (2001)
81. Anikeev A V et al., in *1998 Intern. Congress on Plasma Physics and 25th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Praha, June 29 – July 3, 1998* Vol. 22C (Ed. P Pavlo) (ECA 1998) p. 1498
82. Bagryansky P A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **74** 1592 (2003)
83. Lizunov A A *Rev. Sci. Instrum.* **82** 086105 (2011)
84. Lizunov A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **86** 126109 (2015)
85. Davydenko V I, Ivanov A A *Rev. Sci. Instrum.* **75** 1809 (2004)
86. Medley S S et al. *Rev. Sci. Instrum.* **79** 011101 (2008)
87. Davydenko V I et al. *Plasma Phys. Rep.* **23** 427 (1997)
88. Prikhodko V V, Murakhtin S V *Trans. Fusion Sci. Technol.* **47** (1T) 315 (2005)
89. Hinton F L, Rosenbluth M N *Nucl. Fusion* **22** 1547 (1982)
90. Котельников И А, Росляков Г В, Рюттов Д Д *Физика плазмы* **13** 403 (1987); Kotelnikov I A, Roslyakov G V, Ryutov D D *Sov. J. Plasma Phys.* **13** 227 (1987)
91. Ivanov A A et al. *Phys. Plasmas* **1** 1529 (1994)
92. Molvik A W et al. *Phys. Fluids* **27** 2711 (1984)
93. Rosenbluth M N, Krall N A, Rostoker N *Nuclear Fusion* (1) 143 (1962)
94. Itatani R, Takeno H, Yasaka Y, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1986* Vol. 2 (Vienna: IAEA, Vienna, 1987) p. 273
95. Anikeev A V et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **34** 1185 (1992)
96. Anikeev A V et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** 1239 (1995)
97. Berk H L et al., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1990* Vol. 2 (Vienna: IAEA, 1991) p. 289
98. Цидулко Ю А "Резистивная баллонная мода в газодинамической ловушке", Препринт РАН 92-10 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1992); URL: http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/files/1992_010.pdf.
99. Bagryansky P A et al., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1990* Vol. 2 (Vienna: IAEA, 1991) p. 655
100. Багрянский П А "Удержание двухкомпонентной плазмы с высоким β в газодинамической ловушке", Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2001)
101. Molvik A W, Casper T A, Futch A H *Nucl. Fusion* **30** 1061 (1990)
102. Molvik A W et al. *Phys. Rev. Lett.* **48** 742 (1982)
103. Anikeev A V et al. *Nucl. Fusion* **40** 753 (2000)
104. Maximov V V *Nucl. Fusion* **44** 542 (2004)
105. Аниеев А В и др. *Физика плазмы* **25** 842 (1999); Anikeev A V et al. *Plasma Phys. Rep.* **25** 775 (1999)
106. Багрянский П А "МГД-устойчивость тёплой плазмы в газодинамической ловушке", Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1990)
107. Ryutov D D et al. *Phys. Plasmas* **18** 092301 (2011)
108. Иванов А А и др., в сб. *Труды Всесоюз. совещания по открытым ловушкам, Москва, 19–21 октября 1989 г.* (М., 1989) с. 15
109. Haines M G *Nucl. Fusion* **17** 811 (1977)
110. Пастухов В П *Физика плазмы* **6** 1003 (1980); Pastukhov V P *Sov. J. Plasma Phys.* **6** 549 (1980)
111. Ильгисонис В И, Пастухов В П, Препринт ИАЭ-3495 (М.: ИАЭ, 1981)
112. Kruskal M D, Oberman C R *Phys. Fluids* **1** 265 (1958)
113. Anikeev A V et al. *Phys. Plasmas* **4** 347 (1997)
114. Anikeev A V et al., in *Proc. of 23th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Bournemouth, UK, 1995, Cont. Papers* Vol. 19C, Pt. IV, p. 193
115. Sakai O, Yasaka Y, Itatani R *Phys. Rev. Lett.* **70** 4071 (1993)
116. Sakai O, Yasaka Y, Itatani R, in *Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion* (Ed. A Kabantsev) (Novosibirsk, 1993) p. 197
117. Beklemishev A D et al. *Fusion Sci. Technol.* **57** 351 (2010)
118. Волосов В И *Физика плазмы* **35** 782 (2009); Volosov V I *Plasma Phys. Rep.* **35** 719 (2009)
119. Ellis R *Bull. Am. Phys. Soc.* **53** (14) 75 (2008), papers CP6 92 to 97
120. Cho T et al. *Fusion Sci. Technol.* **51** (2T) 11 (2007)
121. Ivanov A A et al. *Fusion Sci. Technol.* **57** 322 (2010)
122. Ivanov A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 105002 (2003)
123. Prikhodko V V et al. *Trans. Fusion Sci. Technol.* **59** (1T) 94 (2011)
124. Zaytsev K V et al. *Fusion Sci. Tech.* **63** (1T) 346 (2013)
125. Цидулко Ю А, Черноштанов И С *Физика плазмы* **40** 1074 (2014); Tsidulko Yu A, Chernoshchanov I S *Plasma Phys. Rep.* **40** 955 (2014)
126. Аниеев А В и др. *Физика плазмы* **41** 839 (2015); Anikeev A V et al. *Plasma Phys. Rep.* **41** 773 (2015)
127. Шафранов В Д, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 3 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 34; Пер. на англ. яз.: Shafranov V D *Reviews of Plasma Physics* Vol. 3 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1963)
128. Ахиезер А И (Ред.) *Электродинамика плазмы* (М.: Наука, 1974); Пер. на англ. яз.: Akhiezer A I et al. *Plasma Electrodynamics* (Oxford: Pergamon Press, 1975)
129. Soldatkina E I, Arakcheev A S, Bagryansky P A *Fusion Eng. Des.* **88** 3084 (2013)
130. Beklemishev A et al. *AIP Conf. Proc.* **1442** 147 (2012)

Gas dynamic trap: experimental results and future prospects

A.A. Ivanov^(1,2), V.V. Prikhodko^(1,2,3)

⁽¹⁾ G.I. Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, prosp. Akademika Lavrent'eva 11, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

⁽²⁾ Novosibirsk State University, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

⁽³⁾ Nuclear Safety Institute, Russian Academy of Sciences (IBRAE), ul. B. Tul'skaya 52, 115191 Moscow, Russian Federation
E-mail: ^(1,2) A.A.Ivanov@inp.nsk.su, ^(1,2,3) V.V.Prikhodko@inp.nsk.su

The gas dynamic trap (GDT) is a magnetic mirror variety with a long mirror-to-mirror distance far exceeding the effective ion mean free path for scattering into the loss cone, with a large mirror ratio ($R \sim 100$, $R = B_{\max}/B_{\min}$ is the ratio of magnetic field values at the mirror and at the trap center), and with axial symmetry. Under these conditions, in contrast to the conventional magnetic mirror, the plasma confined in a GDT is isotropic Maxwellian. The plasma loss rate through the ends is governed by a set of simple gas-dynamic equations, hence the name of the device. The plasma lifetime in a GDT is of the order of LR/V_{Ti} , where L is the mirror-to-mirror distance and V_{Ti} is the ion thermal velocity. Thus, increasing both the mirror ratio and the length of the device can, in principle, make the plasma lifetime sufficient for fusion applications. This paper discusses plasma confinement and heating results from the Novosibirsk GDT facility and examines prospects for using the GDT to develop a high flux neutron source for fusion materials testing and for driving subcritical fission reactors.

Keywords: gas dynamic trap, fusion neutron source, magnetic mirror

PACS numbers: **28.52**. – s, **52.50**. – b, 52.55. Jd

Bibliography — 130 references

Received 4 July 2016, revised 20 September 2016

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (5) 547–574 (2017)

Physics – Uspekhi **60** (5) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.09.037967>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.09.037967>