

ных изотопов, осевших на моделях лопаток проточной части турбины, при протекании пара, перегретого непосредственно в каналах реактора. Опытом установлено, что радиоактивные отложения действительно имеют место.

При средней активности перегретого пара  $5 \cdot 10^{-9}$  кюри/кг  $\gamma$ - и  $\beta$ -радиоактивность отложений на моделях лопаток после месяца работы в среднем была равна: на первой ступени  $2,7 \cdot 10^{-7}$ , на второй  $2,0 \cdot 10^{-7}$  и на третьей  $4,0 \cdot 10^{-8}$  кюри/см<sup>2</sup>. Через двое суток после остановки стенда 70% от суммарной радиоактивности в отложениях распадается. Через месяц остаточная радиоактивность первых двух ступеней составляла 10% от первоначальной.

Долгоживущая радиоактивность отложений на моделях лопаток проточной части турбины

в условиях эксплуатации экспериментального стенда обусловлена Fe<sup>59</sup>, Cr<sup>51</sup> и Co<sup>60</sup>.

Исследования показали, что наибольшая активность отложений наблюдалась на первых двух ступенях моделей лопаток с давлением пара 30 и 12 кг/см<sup>2</sup>. Отложение веществ происходило главным образом на выпуклых участках лопаток, а на других участках они почти отсутствовали.

В результате химико-спектрального анализа установлено, что основными составляющими всех исследованных отложений являются железо, хром, никель, кальций; кобальт обнаруживается только радиометрически.

Радиоактивные отложения представляют химически стойкие соединения, не поддающиеся воздействию воды и пара.



УДК 533.9

## Удержание плазмы в ловушке с комбинированным магнитным полем

М. С. Иоффе, Р. И. Соболев

В работе исследуются удерживающие свойства адiabатической ловушки с магнитным полем, возрастающим в продольном и радиальном направлениях. Такое поле получается от сложения поля обычной пробочной конфигурации (основное поле  $H_{011}$ ) и поля системы проводников с током, расположенных параллельно оси ловушки (стабилизирующее поле  $H_{\perp}$ ). Проводники размещены равномерно по азимуту вокруг боковой стенки. Ловушка заполнялась плазмой с плотностью  $n \approx 10^9 \div 10^{10}$  см<sup>-3</sup> и энергией протонов  $T_i \approx 5$  кэВ ( $T_e \approx 20$  эВ). Измерена зависимость времени жизни плазмы от величины  $H_{\perp}$  и давления нейтрального газа. На основании полученных результатов сделан вывод о том, что такое комбинированное поле обеспечивает стабильное удержание плазмы, не нарушаемое магнитогидродинамической неустойчивостью (по крайней мере для  $\beta = \frac{nI}{H^2/8\pi} \approx 10^{-4}$ ). Стабилизация неустойчивости подтверждается анализом колебаний плазмы при различных значениях  $H_{\perp}$ . Распад плазмы определяется перезарядкой быстрых ионов на остаточном газе; максимально достигнутые времена удержания составляют 0,06 сек при  $p = 7 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. Получена качественная картина распределения плотности плазмы по радиусу ловушки.

### ВВЕДЕНИЕ

Исследования по удержанию плазмы в ловушках с магнитными пробками, выполненные на ряде экспериментальных установок («Огре» [1], «Ионном магнетроне» [2] (СССР), «Table

Тор III» [3] (США), «Феникс» (Англия) [4] и др.), показывают, что длительное удержание не удается осуществить в первую очередь из-за неустойчивости желобкового типа, вызывающей перенос плазмы поперек магнитного поля. Как известно из магнитогидродинамического рассмотрения [5–7], причина такой неустойчивости — убывание напряженности магнитного поля от оси ловушки в радиальном направлении.

В последнее время была развита кинетическая теория желобковой неустойчивости [8–10] и при этом обнаружен стабилизирующий эффект, связанный с конечностью ларморовского радиуса ионов. В работе [8] показано, что, если ларморовский радиус  $q_i$  не слишком мал по сравнению с размерами ловушки, а именно,

когда  $\left(\frac{q_i}{a}\right)^2 \gtrsim \frac{a}{R}$  ( $a$  — характерный поперечный размер плазмы;  $R$  — эффективный радиус кривизны магнитных силовых линий), плазма достаточно большой плотности должна быть устойчивой по отношению к возмущениям  $m > 1$ . При низких плотностях, когда ионный дебаевский радиус  $\left(\sqrt{\frac{kT_i}{4\pi n e^2}}\right)$  становится срав-

нимым с  $Q_i$ , стабилизирующий эффект исчезает [10].

Выводы этой теории пока еще не нашли своего надежного экспериментального подтверждения.

Адиабатическая ловушка с комбинированным полем, описываемая в настоящей работе, отличается от обычной ловушки с пробками тем, что магнитное поле в ней не убывает в радиальном направлении, а, наоборот, возрастает. Благодаря этому здесь не должно быть условий для возникновения желобковой неустойчивости.

Такое распределение поля достигается введением дополнительной так называемой стабилизирующей обмотки. Схематически эта обмотка представляет собой систему прямолинейных проводников с током, расположенных равномерно вокруг ловушки параллельно ее оси; токи через соседние проводники пропускаются во взаимно противоположных направлениях. Поле, создаваемое стабилизирующей обмоткой, по своей структуре аналогично полю ловушек с гиперболической геометрией.

Предварительные сведения об устойчивости плазмы в такой комбинированной системе были изложены в докладе на конференции по физике плазмы к Зальцбурге (1961 г.) [11]. Позднее была сооружена экспериментальная установка ПР-5, специально предназначенная для изучения свойств комбинированного поля. Основные параметры этой установки и результаты первых опытов, проведенных на ней, описаны в заметке [12].

В настоящей работе приводятся результаты более подробных исследований поведения плазмы, а также более детальное описание устройства установки.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Общий вид установки ПР-5 показан на рис. 1. Основное (продольное) поле, постоянное во времени, создается восемью катушками. Распределение продольного поля вдоль оси установки показано на рис. 2. Собственно ловушкой является область  $G$ . Слева от нее расположена инжекционная часть установки, в которой размещаются плазменный источник и система дифференциальной откачки нейтрального водорода, выходящего из источника.

Максимальная напряженность поля в центре ловушки  $H_{0||} = 5$  кэс и в пробках  $H_{0 \text{ макс}} = 8,5$  кэс; соответственно продольное пробочное отношение  $\alpha_{||} = 1,7$ . Расстояние между пробками 120 см.

В зазоре между катушками основного поля и вакуумной камерой размещена стабилизирующая обмотка. Обмотка сделана в виде трех однослойных плоских рамок прямоугольной формы, равномерно расположенных вокруг вакуумной камеры вдоль ее образующей. Каждая рамка состоит из десяти витков толстостенной медной трубки прямоугольного профиля размером  $12 \times 15$  мм. Рамки соединены между собой последовательно. Длина рамок 250 см. Обмотка прочно закреплена на внутренней поверхности массивного текстолитового цилиндра диаметром 50 см. Этот цилиндр воспринимает механические усилия, возникающие при протекании тока через обмотку, и служит одновременно элементом конструкции, обеспечивающим юстировку и надежную фиксацию обмотки. Расчет стабилизирующей обмотки и параметр адиабатичности комбинированного поля приведены в работе [13]. Поле, создаваемое этой обмоткой, в дальнейшем будем называть стабилизирующим полем. Его максимальная напряженность у стенки вакуумной камеры ( $H_{\perp}$ ) равна 4,5 кэс. Радиальное («стеночное») пробочное отношение в центральном сечении ловушки  $\alpha_{\perp} = \sqrt{1 + \left(\frac{H_{\perp}}{H_{0||}}\right)^2}$  при максимальном значении  $H_{0||}$  составляет 1,4.

Обмотка питается от батареи конденсаторов типа ИМ-5/150 общей емкостью 0,15 ф. Коммутация батареи на обмотку осуществляется игнитронами ИВС-100/15. Электрическая схема обеспечивает получение однополярных импульсов тока синусоидальной формы длительностью до 75 мксек через каждые 10–20 сек.

Вакуумная камера длиной 4 м и диаметром 40 см изготовлена из нержавеющей стали. Камера откачивается предварительно до давления  $1 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. двумя паромасляными насосами, снабженными азотными ловушками. Для получения более высокого вакуума используется сорбционная откачка распыленным титаном. Диафрагмы разделяют камеру на пять отсеков, в каждом из которых установлены титановые испарители. Внутри центрального отсека, являющегося рабочим объемом ловушки, помещается азотит [14]. Азотит выполнен в виде цилиндра с двойными стенками из тонкой нержавеющей стали; полость между стенками заполняется жидким азотом. Титан напыляется на внутреннюю поверхность азотита. Диаметр рабочего объема ловушки равен 38 см.

Три отсека в инжекционной части установки образуют дифференциальную систему сорбцион-

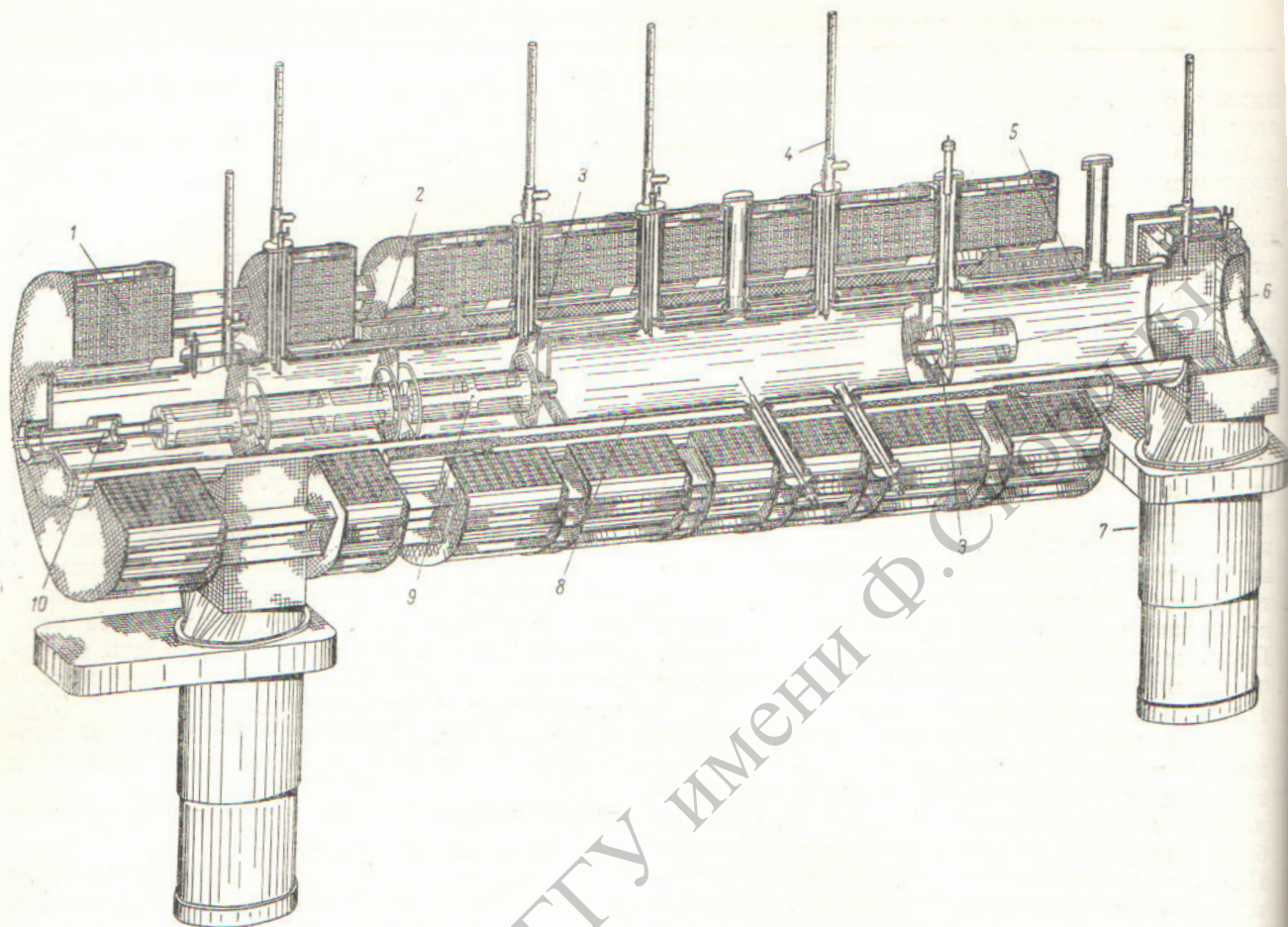


Рис. 1. Общий вид установки ПР-5:

1 — катушки основного (продольного) поля; 2 — стабилизирующая обмотка; 3 — диафрагмы; 4 — титановые испарители; 5 — вакуумная камера; 6 — приемный электрод; 7 — паромасляные насосы; 8 — азотит; 9 — перфорированные экраны; 10 — плазменный источник.

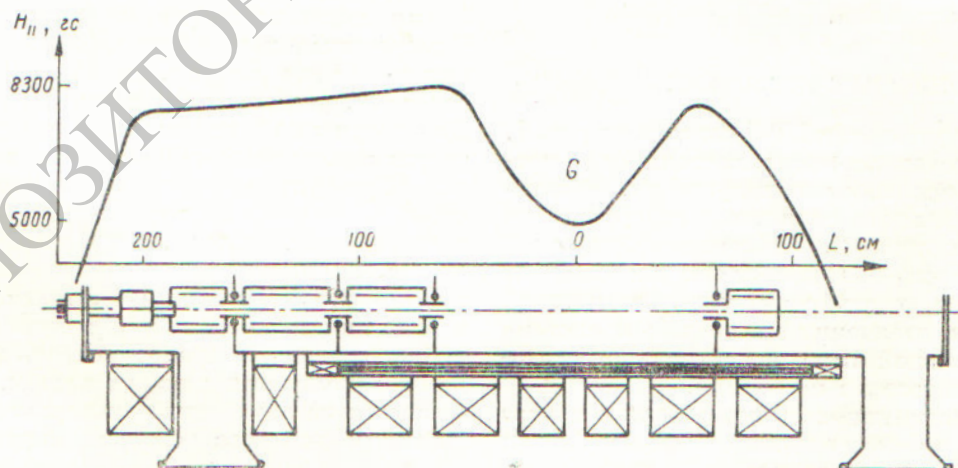


Рис. 2. Распределение основного магнитного поля вдоль оси установки.

ной откачки водорода, выходящего из плазменного источника.

Водород подается в источник через палладиевый натекаль отдельными импульсами длительностью  $0,1 \text{ сек}$  в количестве  $10^{-2} \text{ см}^3$  при атмосферном давлении.

Примененная система дифференциальной откачки с использованием азотита обеспечивает перепад давления между отсеком источника и рабочим объемом ловушки в  $500\text{--}1000$  раз. Минимальное давление в ловушке в рабочем режиме составляет  $(0,7 \div 1,0) \cdot 10^{-8} \text{ мм рт. ст.}$ . Давление измеряется ионизационным манометром МИ-12; датчик установлен в специальном патрубке длиной  $50 \text{ см}$  и диаметром  $6 \text{ см}$  и защищен магнитным экраном.

Плазменный источник работает в импульсном режиме: между накаливаемым катодом и анодом источника прикладывается прямоугольный импульс напряжения длительностью  $300 \text{ мксек}$  и амплитудой до  $1000 \text{ в}$ ; ток разряда  $10\text{--}20 \text{ а}$ .

Холодная плазма, образующаяся в источнике, распространяется в виде пучка вдоль магнитного поля и нейтрализуется на приемном электроде.

Для заполнения ловушки плазмой с быстрыми ионами применяется импульсная магнетронная инжекция из пучка холодной плазмы, описанная в работе [2]. На плазменный источник и связанный с ним пучок подается положительный потенциал в виде прямоугольного импульса амплитудой  $30 \text{ кв}$  и длительностью  $20\text{--}30 \text{ мксек}$  (импульс ускоряющего напряжения). Создаваемое при этом радиальное электрическое поле ускоряет ионы из пучка.

Чтобы пучок холодной плазмы не разрушался электрическим полем на пути от источника до входа в ловушку и по выходе из нее (что могло бы привести к значительной порче вакуума), участки пучка, находящиеся вне ловушки, окружены цилиндрическими перфорированными экранами, которые изолированы от диафрагм и находятся под потенциалом источника.

Импульс ускоряющего напряжения синхронизован с разрядным импульсом в источнике так, что оба они кончаются одновременно. Разрядный импульс в свою очередь синхронизован с импульсом тока в стабилизирующей обмотке и может смещаться относительно начала последнего в широких пределах.

Плазма, заполняющая ловушку к моменту окончания инжекции, имеет при наличии стабилизирующего поля следующие параметры:  $n \sim 10^9 \div 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_i \approx 5 \text{ эв}$ ,  $T_e \approx 20 \text{ эв}$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Ранее в работах [2, 15] было подробно исследовано поведение плазмы, получающейся при магнетронной инжекции, в обычной ловушке с пробками. Основные полученные при этом сведения о неустойчивости плазмы основаны на измерениях времени жизни плазмы, радиального распределения плотности плазмы и на наблюдениях за локальными колебаниями плотности в объеме ловушки.

В настоящей работе проведен аналогичный цикл измерений для ловушки с комбинированным полем и сравниваются результаты для обеих систем.

### 1. Измерения времени жизни плазмы

Время жизни плазмы измерялось по убыванию потока быстрых нейтральных частиц перезарядки после прекращения инжекции. При постоянном давлении нейтрального газа скорость убывания этого потока характеризует среднее время существования быстрых ионов в ловушке.

Детектирование быстрых частиц проводилось по вторичным электронам тем же методом, что и в работе [2].

Зависимость времени жизни плазмы от стабилизирующего поля. Наиболее отчетливо влияние стабилизирующего поля на удерживающие свойства ловушки можно проследить, измеряя время жизни плазмы  $\tau$  в зависимости от величины  $H_{\perp}$  при неизменном основном поле  $H_{0||}$ . На рис. 3 представлены результаты таких измерений, выполненных при давлении в ловушке  $1,5 \cdot 10^{-7} \text{ мм рт. ст.}$  и нескольких значениях  $H_{0||}$ . По горизонтальной оси кроме  $H_{\perp}$  отложено также радиальное пробочное отношение  $\alpha_{\perp}$  для каждого из значений  $H_{0||}$ .

Приведенные кривые показывают, что наложение поля  $H_{\perp}$  вызывает весьма значительное возрастание  $\tau$ . Характерная особенность этого возрастания состоит в том, что оно происходит почти скачком, когда  $H_{\perp}$  достигает определенной величины. Последняя растет с увеличением  $H_{0||}$ ; при этом оказывается, что  $\alpha_{\perp}$  в точке скачка остается одинаковым для разных  $H_{0||}$  и равным приблизительно 1,1.

«Скачкообразный» ход кривых  $\tau(H_{\perp})$  позволяет выделить два разных режима удержания плазмы: режим с большим  $\tau$  ( $\alpha_{\perp} > 1,1$ ) — стабилизированный режим и режим с малым  $\tau$  ( $\alpha_{\perp} < 1,1$ ) — нестабилизированный режим.

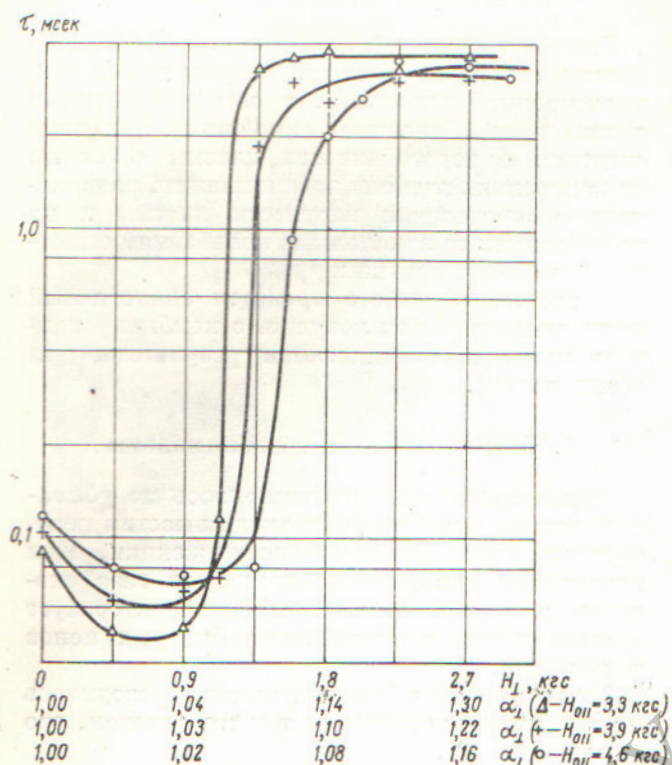


Рис. 3. Зависимость времени жизни плазмы от напряженности стабилизирующего поля.

В серии измерений, представленной на рис. 3,  $\tau$  в нестабилизированном режиме лежит в пределах 0,05–0,1 мсек, что согласуется с данными, полученными в работе [2] для обычной ловушки. Как было показано [2], время жизни определяется потерями плазмы из-за конвективной неустойчивости. В стабилизированном режиме  $\tau$  составляет около 3,5 мсек. Оценка показывает, что для условий данного опыта это время близко к времени перезарядки ионов (об определении энергии ионов будет сказано ниже).

Одновременно с быстрым возрастанием  $\tau$  вблизи  $\alpha_{\perp} = 1,1$  изменяется и форма осциллограмм потока нейтральных частиц перезарядки. На рис. 4 показаны две осциллограммы, одна из которых относится к нестабилизированному режиму ( $\alpha_{\perp} = 1,0$ ), а другая к стабилизированному ( $\alpha_{\perp} = 1,22$ ). На первой видны сильные беспорядочные колебания, отражающие пульсации плотности плазмы, обусловленные неустойчивостью, на другой обращает на себя внимание не только увеличение постоянной

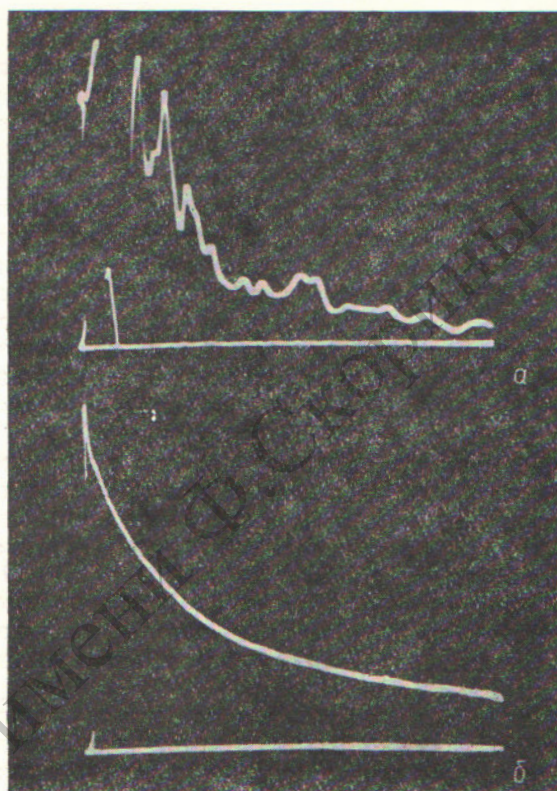


Рис. 4. Осциллограммы потока нейтральных частиц перезарядки ( $H_{0\parallel} = 3,3$  кГс,  $p = 1,0 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст.): а -  $\alpha_{\perp} = 1,0$ , длительность развертки 500 мсек; б -  $\alpha_{\perp} = 1,22$ , длительность развертки 10 мсек.

спада сигнала, но и отсутствие заметных колебаний.

Резкий переход между двумя режимами удержания тесно связан с изменением характера радиального распределения суммарного магнитного поля при увеличении  $\alpha_{\perp}$ . На рис. 5 приведены графики зависимости напряженности суммарного поля от радиуса в трех сечениях ловушки при различных  $\alpha_{\perp}$ . Эти графики построены для тех радиальных направлений, в которых нарастание поля происходит наиболее медленно\*. Как видно из рисунка, при  $\alpha_{\perp} < 1,1$  спад по радиусу основного поля  $H_{0\parallel}$  еще не скомпенсирован полностью на всей длине ловушки полем стабилизирующей обмотки  $H_{\perp}$ . Только начиная со значений  $\alpha_{\perp} \approx 1,1$  всюду у стенки появляется область с положительным радиаль-

\* Такие направления соответствуют середине зазоров между проводниками стабилизирующей обмотки, в которых поле  $H_{\perp}$  направлено противоположно радиальной компоненте основного поля.

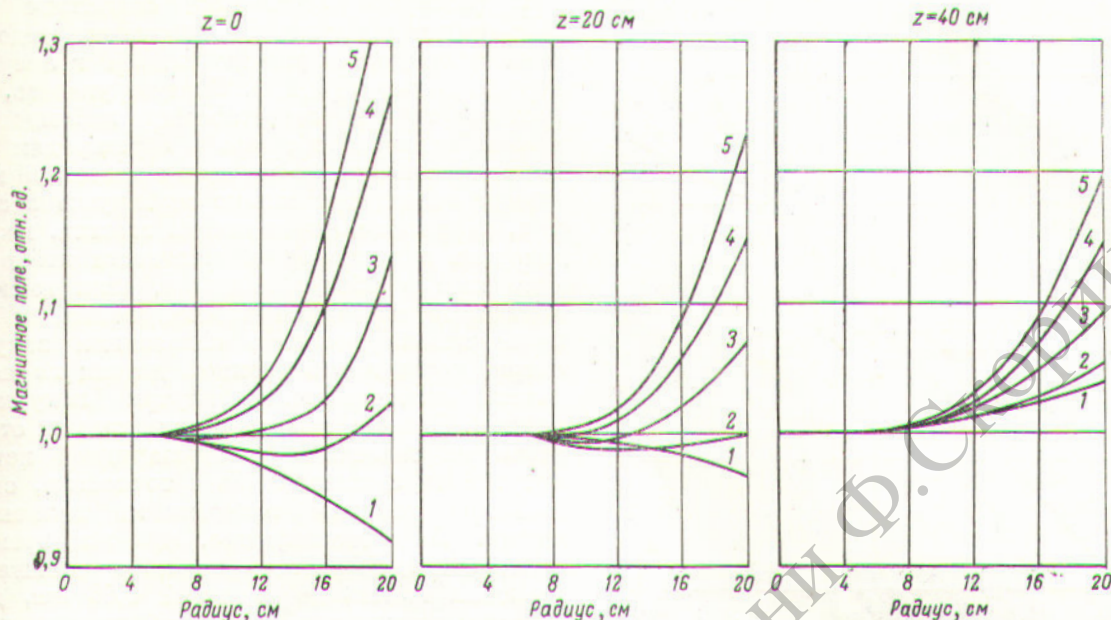


Рис. 5. Радиальное распределение суммарного поля в трех сечениях установки ПР-5 при различных  $\alpha_{\perp}$  ( $z = 0$  — центральное сечение ловушки):

1 —  $\alpha_{\perp} = 1,0$ ; 2 —  $\alpha_{\perp} = 1,07$ ; 3 —  $\alpha_{\perp} = 1,14$ ; 4 —  $\alpha_{\perp} = 1,22$ ; 5 —  $\alpha_{\perp} = 1,3$ .

ним градиентом поля. По мере увеличения  $\alpha_{\perp}$  выше 1,1 границы этой области перемещаются к оси ловушки.

Таким образом, переход от нестабилизированного режима к стабилизированному происходит как раз тогда, когда вокруг плазмы по всей длине ловушки устанавливается поле, нарастающее наружу, т. е. создаются условия, необходимые для подавления конвективной неустойчивости.

Зависимость времени жизни плазмы от давления. Для того чтобы выяснить, насколько полно подавляется неустойчивость плазмы в стабилизированном режиме, были предприняты измерения зависимости  $\tau$  от давления  $p$  водорода в ловушке.

Если неустойчивости нет, то практически единственным источником потерь быстрых ионов является перезарядка (при рассматриваемых энергиях и плотностях ионов уходом через пробки из-за кулоновского рассеяния по сравнению с перезарядкой можно пренебречь).

В этом случае  $\tau = \frac{1}{n_0 \langle \sigma_n v_i \rangle}$  ( $n_0$  — плотность нейтрального водорода,  $\sigma_n$  — сечение перезарядки,  $v_i$  — скорость ионов) и, следовательно, график зависимости  $\frac{1}{\tau} = f(p)$  должен предста-

влять собой прямую, выходящую из начала координат. Если наряду с перезарядкой имеются еще и потери, связанные с неустойчивостью плазмы, то прямая  $\frac{1}{\tau} = f(p)$  будет пересекать ось ординат выше нуля в точке  $1/\tau_0$ , где  $\tau_0$  — характерное время потерь вследствие неустойчивости.

На рис. 6 приведена экспериментальная зависимость  $1/\tau$  от  $p$  при  $\alpha_{\perp} = 1,15$  для интервала  $p$  от  $6 \cdot 10^{-8}$  до  $1 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. (кривая 1). Для сравнения показана зависимость  $1/\tau$  от  $p$ , снятая в тех же условиях, но при отсутствии стабилизирующего поля (кривая 2). Из рисунка видно, что в стабилизированном режиме экспериментальные точки лежат на прямой, которая при экстраполяции к нулевому давлению проходит близко к началу координат. Точность измерений и соответственно точность экстраполяции позволяют утверждать, что характерное время потерь, не связанных с перезарядкой, если такие вообще имеются, составляет не менее 25–30 мсек. Максимальное значение  $\tau$ , полученное в этой серии измерений, составляет 6 мсек при  $p = 6 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. Отдельные измерения, проведенные при более низких давлениях, дают соответственно большие значения  $\tau$ . На рис. 7 приведена осциллограмма

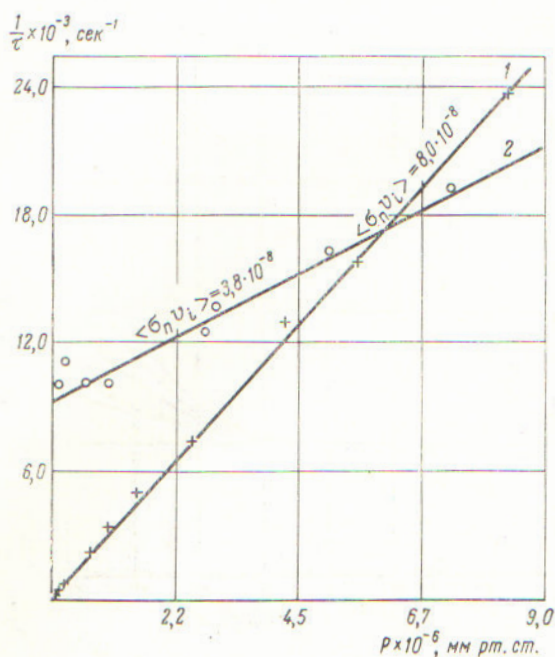


Рис. 6. Зависимость обратного времени жизни быстрых ионов от давления ( $H_{0||} = 3,9$  кГс);  
 1 —  $H_{\perp} = 2,3$  кГс,  $\alpha_{\perp} = 1,15$  (стабилизированный режим);  
 2 —  $H_{\perp} = 0$ .

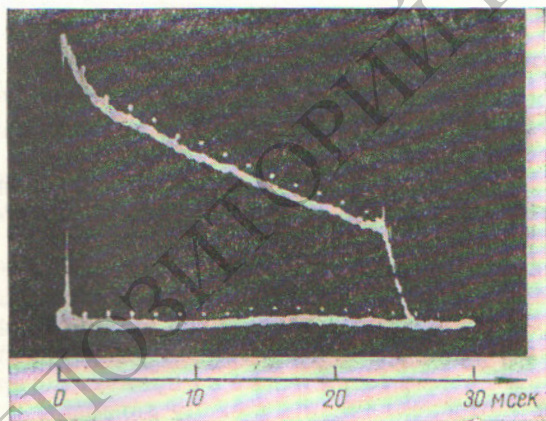


Рис. 7. Осциллограмма потока нейтральных частиц перезарядки при  $p = 7 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. ( $H_{0||} = 3,3$  кГс,  $H_{\perp} = 1,8$  кГс,  $\alpha_{\perp} = 1,15$ ).

потока нейтральных частиц перезарядки при  $p = 7 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. — на низшем давлении, которое удалось получить в установке. В этом случае величина  $\tau$  составляла  $\sim 60$  мсек, что также находится в близком соответствии со временем перезарядки. Обрыв сигнала перед кон-

ном развертки обусловлен спаданием стабилизирующего поля до величины, недостаточной для стабилизации плазмы в ловушке ( $H_{\perp} \leq 1,8$  кГс,  $\alpha_{\perp} \leq 1,1$ ). Следует указать, что попытки точного сопоставления наблюдаемых времен жизни с временами перезарядки при достаточно низких давлениях в известной мере теряют смысл: при сильно сорбирующих стенках, какими являются стенки азотита, нельзя говорить о равномерной плотности нейтрального газа в объеме ловушки, если имеются локальные источники газовыделения, и тем более нельзя доверять показаниям вакуумметра, когда ионизационный датчик не находится непосредственно внутри вакуумной камеры. Поэтому выводы о наличии или отсутствии не связанных с перезарядкой потерь могут быть сделаны лишь с точностью, определяемой реально измеренными временами жизни. То обстоятельство, что эти времена продолжают возрастать по мере понижения давления вплоть до значений  $0,06$  сек, дает основание заключить, что в стабилизированном режиме неустойчивость плазмы практически не обнаруживается.

Имея в виду, что наклон прямой  $\frac{1}{\tau} = f(p)$  пропорционален  $\langle \sigma_n v_i \rangle$ , можно, используя соотношения, приведенные в работе [2], определить среднюю энергию и оценить плотность быстрых ионов в ловушке. В экспериментах, которые описаны в настоящей работе, средняя энергия протонов составляет  $5$  кэВ при  $\alpha_{\perp} > 1,1$ . Средняя плотность в центральном сечении ловушки зависит от режима работы источника и изменяется в пределах  $10^9$ — $10^{10}$  см $^{-3}$ .

## 2. Влияние стабилизирующего поля на колебания плотности плазмы

Наряду с такой характеристикой устойчивости плазмы, как время жизни  $\tau$ , представляют интерес сведения о локальных колебаниях плотности плазмы и о действии на них стабилизирующего поля. Эти сведения позволяют составить более детальное представление о механизме подавления неустойчивости полем, нарастающим по радиусу.

Колебания плотности регистрировались по изменениям тока на ленгмюровский зонд, помещенный в плазму. Зонд был выполнен в виде сферы диаметром  $3$  мм, закрепленной на тонкой подводящей проволочке. Проволочка заключалась в кварцевую трубку, обернутую медной фольгой; последняя была заземлена

и служила экраном, устраняющим емкостную связь проволоочки с плазмой. Для измерения ионного тока насыщения на сферу подавался потенциал  $-80$  в относительно земли. Зонд помещался в центральном поперечном сечении ловушки на азимуте, соответствующем середине зазора между проводниками стабилизирующей обмотки, и мог устанавливаться на разных расстояниях от оси. Осциллографировался ток на зонд в период распада плазмы при различных значениях стабилизирующего поля.

На рис. 8 приведены четыре серии осциллограмм, соответствующие расстояниям зонда от оси 18, 14, 10 и 6 см (амплитуды сигналов на разных осциллограммах даны в произвольном масштабе).

При  $\alpha_{\perp} < 1,1$  на всех расстояниях от оси наблюдаются сильные колебания, типичные для неустойчивой плазмы [13].

При  $\alpha_{\perp} > 1,1$  колебания в периферийных областях (18, 14 и 10 см) начинают быстро уменьшаться и полностью исчезают по мере увеличения стабилизирующего поля. Важно при этом отметить, что колебания исчезают вначале вблизи стенки, а затем последовательно во все более глубоких слоях плазмы; вблизи оси сильные колебания остаются еще и при  $\alpha_{\perp} = 1,3$ .

Если сопоставить осциллограммы рис. 8 с кривыми зависимости суммарного магнитного поля от радиуса (см. рис. 5), то можно увидеть, что при заданном значении  $\alpha_{\perp}$  колебания, а следовательно, неустойчивость, наблюдаются на таких расстояниях от оси, где поле либо убывает по радиусу, либо, если и возрастает, то весьма незначительно. В тех же областях, где поле достаточно быстро нарастает, колебания отсутствуют.

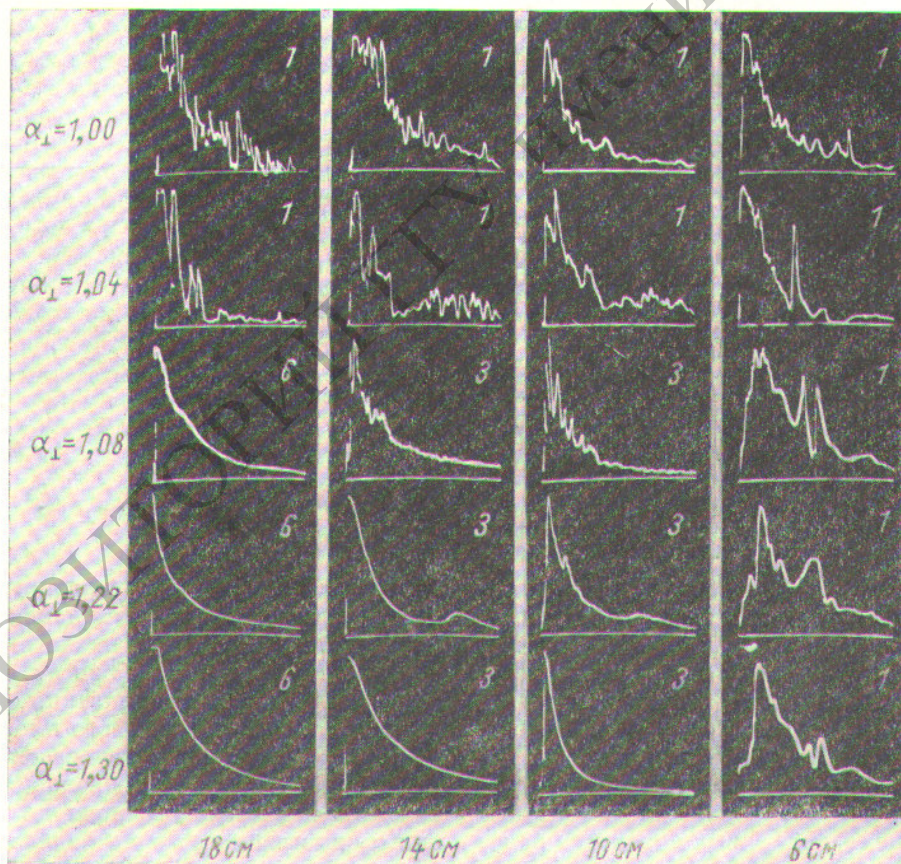


Рис. 8. Осциллограммы ионного тока на ленгмюровский зонд на различных расстояниях от оси ловушки. (В правом верхнем углу каждой осциллограммы указана длительность развертки, мсек.)

В связи с этим представляет интерес тот факт, что резкому возрастанию  $\tau$  вблизи  $\alpha_{\perp} \approx 1,1$  и переходу к стабилизированному режиму соответствует подавление неустойчивости только в самом внешнем слое у поверхности плазмы. Уже этого оказывается достаточно, чтобы практически полностью устранить утечку плазмы из ловушки. Увеличение  $\alpha_{\perp}$  свыше 1,1 приводит лишь к расширению устойчивой области на периферии.

Таким образом, как показывает эксперимент, неустойчивость во внутренних областях ловушки не препятствует возможности длительного удержания плазмы. То обстоятельство, что при  $\alpha_{\perp} > 1,1$  скорость убывания сигнала увеличивается при удалении зонда от стенки, не означает, что плазма во внутренних областях распадается быстрее, чем на периферии. Одновременные измерения потока нейтральных частиц перезарядки показывают, что при вдвигании ленгмюровского зонда внутрь ловушки время жизни всей плазмы быстро сокращается, и это связано с потерями заряженных частиц на зонде и подводящей трубке. Эти потери проявляются тем сильнее, чем глубже зонд вдвинут в плазму.

### 3. Распределение плотности плазмы по радиусу ловушки

Для измерений распределения плотности по радиусу использовался ленгмюровский зонд, описанный выше. Измерения проводились в центральном сечении ловушки на радиусе, проходящем через середину зазора между проводниками стабилизирующей обмотки. В качестве величины, характеризующей плотность плазмы, принималось значение ионного тока на зонд после окончания импульса ускоряющего напряжения (зонд находился при потенциале  $-80$  в относительно земли).

На рис. 9 приведено радиальное распределение плотности плазмы при трех значениях стабилизирующего поля ( $\alpha_{\perp} = 1,08; 1,15$  и  $1,3$ ) для расстояний от оси начиная с 5 см. Измерения на расстояниях менее 5 см не могли быть проведены из-за пробоев на зонд в момент приложения ускоряющего напряжения.

Кривая, снятая в отсутствие стабилизирующего поля, хорошо воспроизводит результаты аналогичных измерений, выполненных ранее в работе [15].

Как было выяснено [15], рассредоточенное распределение плазмы в обычной ловушке с пробками обусловлено интенсивным конвек-

тивным переносом плазмы поперек магнитного поля.

При включении стабилизирующей обмотки радиальное распределение плотности существенно деформируется: плазма «отжимается» от стенки и концентрируется в приосевой области ловушки, причем тем сильнее, чем больше  $H_{\perp}$ .

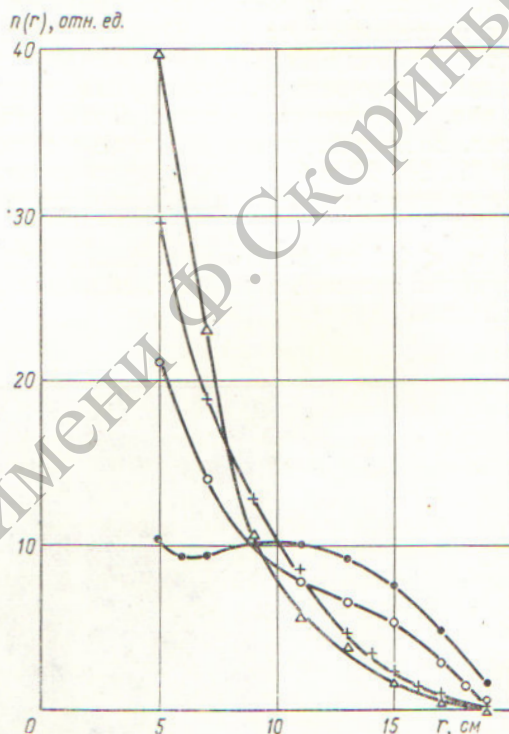


Рис. 9. Радиальное распределение плотности плазмы в ловушке ( $H_{0||} = 3,3$  кэс;  $p = 1,5 \times 10^{-7}$  мм рт. ст.):

$\Delta$  —  $H_{\perp} = 2,7$  кэс,  $\alpha_{\perp} = 1,3$ ;  $+$  —  $H_{\perp} = 1,8$  кэс,  $\alpha_{\perp} = 1,15$ ;  $\circ$  —  $H_{\perp} = 0,9$  кэс,  $\alpha_{\perp} = 1,08$ ;  $\bullet$  —  $H_{\perp} = 0$ ,  $\alpha_{\perp} = 1$ .

Очевидно, что такое перераспределение плотности является результатом изменения радиального распределения магнитного поля.

На периферии, в тех областях, где поле нарастает по радиусу, конвективный перенос прекращается. Вследствие этого плотность плазмы здесь резко падает, а в приосевой области соответственно возрастает. Приближение к оси участков нарастающего поля по мере увеличения  $\alpha_{\perp}$  вызывает сужение радиального распределения плотности.

Следует подчеркнуть, что кривые рис. 9 могут служить лишь для весьма приближенной, качественной характеристики истинного рас-

пределения плотности по сечению ловушки. Это связано с тем, что, во-первых, как уже отмечалось выше, в условиях длительного удержания плазмы зонд даже сравнительно небольших размеров вносит очень сильное возмущение из-за поглощения им заряженных частиц, во-вторых, радиальное распределение в ловушке с комбинированным полем не должно обладать цилиндрической симметрией. В соответствии со структурой силовых линий комбинированного поля следует ожидать, что на азимутах, соответствующих серединам зазоров между проводниками стабилизирующей обмотки, где силовые линии пересекают стенку и удержание плазмы обеспечивается радиальными пробками, распределение будет более размытым, чем на других азимутах, где силовые линии не пересекают стенку. К сожалению, проведение измерений на разных азимутах сильно осложняется существующей конструкцией стабилизирующей обмотки.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность Л. А. Арцимовичу за постоянный интерес к настоящей работе, большую помощь, оказанную при ее проведении, и ценные обсуждения; Ю. В. Готту, В. Г. Тельковскому, Е. Е. Юшманову, М. В. Незлину за многочисленные полезные дискуссии.

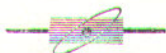
Авторы выражают свою благодарность В. М. Петрову — конструктору установки, Ю. Т. Байборозову, разработавшему всю радио-

электротехническую аппаратуру и принимавшему участие в измерениях, а также В. И. Абахишину, Б. И. Канаеву и Н. М. Козлову за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Поступила в Редакцию 10/IX 1964 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Ф. Богданов и др. Nucl. Fusion, Suppl., Part I, 215 (1962).
2. М. С. Иоффе и др. ЖЭТФ, 39, 1602 (1960); 40, 40 (1961).
3. W. Perkins, R. Post. Phys. of Fluids, 6, 1537 (1963).
4. D. Sweetman. Симпозиум по магнитным ловушкам. Франция, Фонтене-б-Роз, 1963.
5. M. Rosenbluth, C. Longmire. Ann. Phys., 1, 120 (1957).
6. Б. Б. Кадомцев. ЖЭТФ, 40, 328 (1961).
7. Е. Е. Ловецкий, А. А. Рухадзе. ЖТФ, 33, 652 (1963). «Радиофизика», 6, 716 (1963).
8. M. Rosenbluth, N. Krall, N. Rostoker. Nucl. Fusion, Suppl., Part I, 143 (1962).
9. В. Ф. Кулешов, А. А. Рухадзе. «Ядерный синтез», 4, № 3 (1964).
10. А. В. Михайловский. ЖЭТФ, 43, 509 (1962).
11. Ю. В. Готт, М. С. Иоффе, В. Г. Тельковский. Nucl. Fusion, Suppl., Part III, 1045 (1962).
12. Ю. Т. Байборозов и др. «Атомная энергия», 14, 443 (1963).
13. Ю. В. Мартыненко, Р. И. Соболев. «Атомная энергия», 17, 211 (1964).
14. В. А. Симонов и др. Nucl. Fusion, Suppl., Part I, 325 (1962).
15. М. С. Иоффе, Е. Е. Юшманов. Nucl. Fusion, Suppl., Part I, 177 (1962).



## О расчете водо-водяных реакторов

Е. А. Гарусов, Ю. В. Петров

В работе получено выражение для вероятности избежать утечки для реакторов с равномерным энерговыделением. На основе анализа этой вероятности, а также фурье-компонент экспериментальной функции замедления и функций замедления различных диффузионных моделей для обычной воды делается вывод о достаточной точности одогрупповой модели при расчете активных зон, содержащих не менее 10 л воды. Увеличение числа энергетических групп без перехода к не диффузионной теории ухудшает точность.

Расчет ядерного реактора заданного состава и заданных размеров в первую очередь должен давать правильное значение эффективного коэффициента размножения нейтронов ( $K_{эфф}$ ). Если

реактор работает в основном на тепловых нейтронах, значение  $K_{эфф}$  будет существенным образом зависеть от вероятности избежания утечки нейтронов из активной зоны при замедлении. Эта вероятность зависит как от распределения источников быстрых нейтронов в активной зоне и геометрии реактора, так и от функции замедления — вероятности нейтрону, родившемуся в точке  $r_0$ , стать тепловым в точке  $r$  —  $G(r, r_0)$ . Так как точное вычисление функции замедления — сложная задача, то на практике пользуются различными расчетными моделями (теорией возраста, многогрупповыми приближениями и т. д.). В частном случае бес-

УДК 621.039.51