

59

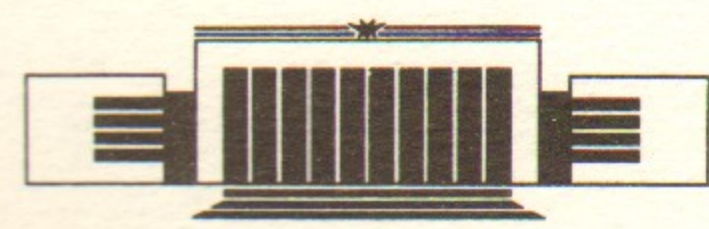
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР



Г.И. Димов, П.Б. Лысянский

**АМБИПОЛЯРНАЯ ЛОВУШКА АМБАЛ-М.  
ФИЗИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ 1-й ОЧЕРЕДИ**

**ПРЕПРИНТ 86-102**



НОВОСИБИРСК  
1986

Л. М. Давид, П. Б. Рыжов

Физическое обоснование 1-й очереди  
амбиполярной ловушки АМБАЛ-М

ПРЕПРИИТ 86-102

НОВОСИБИРСК

© Институт ядерной физики СО АН СССР

### ВВЕДЕНИЕ

Переход к полностью аксиально-симметричной геометрии магнитного поля в амбиполярных ловушках позволяет практически избавиться от неоклассических потерь плазмы поперек поля, открывает возможность существенно повысить напряженность магнитного поля в пробках и значительно упростить конструкцию ловушек.

С 1983 года планировалось модернизировать магнито-вакуумную систему установки АМБАЛ при переносе ее в новый корпус ДОЛ таким образом, чтобы постепенно перейти к полностью аксиально-симметричной системе. Магнитная система предлагалась в виде соленоида с аксиально-симметричными концевыми амбиполярными пробкотронами. МГД-стабилизация на 1-м этапе работы должна была осуществляться временно встраиваемым в соленоид стабилизатором с «минимумом В». При этом одной из главных задач исследований ставилась задача испытания и изучения способов МГД-стабилизации плазмы без использования аксиально-несимметричных полей, в том числе с помощью пристраиваемых к торцам ловушки полукаспов. Такой путь перехода к аксиально-симметричной системе представляется надежным, поскольку на начальном этапе МГД-устойчивость плазмы обеспечивается испытанным способом, а затем роль МГД-стабилизации передается от встроенного «несимметричного» стабилизатора к концевым аксиально-симметричным. При этом «несимметричный» стабилизатор сначала «выключается» (прекращением в него инъекции), а в дальнейшем выносится из соленоида.

Хотя описанный путь развития амбиполярной ловушки является надежным, однако он потребует достаточно большого времени.

В настоящее время в основном проработан другой путь разработки аксиально-симметричной амбиполярной ловушки, позволяющий в значительно более короткие сроки получить ответ о возможности МГД-стабилизации без «несимметричных» стабилизаторов.

Предлагается на I-м этапе построить одну концевую аксиально-симметричную систему, состоящую из амбиполярного пробкотрона и МГД-стабилизирующего полукаспа. Стоимость такой концевой системы вместе с дополнительными работами по стыковке оборудования от установки АМБАЛ не превышает 15% от стоимости всей установки и система может быть построена за 1,5—2 года к моменту полного ввода нового корпуса в строй. Разумеется, этот путь связан с определенным риском, однако риск относится только к I-му этапу.

Обсуждаемая схема концевой системы, по существу, является модифицированной МГД-устойчивой схемой В.В. Арсенина, опубликованной в 1982 году [1]. Она отличается геометрией МГД-стабилизатора. Дискообразный МГД-стабилизатор В.В. Арсенина заменен полукаспом, в котором физическая толщина колоколообразной плазмы значительно больше, что позволяет надеяться на ее микроустойчивость. Устойчивость плазмы к поперечному смещению в целом обеспечивается, в соответствии с энергетическим принципом, вкладом «непараксимального» члена, который в полукаспе является существенным, в потенциальную энергию возмущения. МГД-устойчивость плазмы по высоким перестановочным модам обеспечивается эффектом конечного ларморовского радиуса (КЛР). Эксперименты, проведенные на установке LTO в Висконсине, показали, что в принципе эффект КЛР работает [2].

МГД-устойчивость плазмы рассчитывалась в приближении изотропной плазмы. Условия устойчивости по отношению к смещению плазмы в целом находились из выражений потенциальной энергии возмущений, полученных в [3].

Условия устойчивости по высоким перестановочным модам определялись из дисперсионного уравнения (6.26), приведенного в [4]. Указанное уравнение было усреднено по объему желобков для системы в целом.

На рис. 1 схематично представлено магнитное поле концевой системы. В пробкотроне и в кольцевой области полукаспа адиабатически удерживается горячая плазма. В промежутке в магнитном поле амбиполярно удерживается соединительная (промежуточная) теплая плазма. На рис. 2 качественно представлено распределение

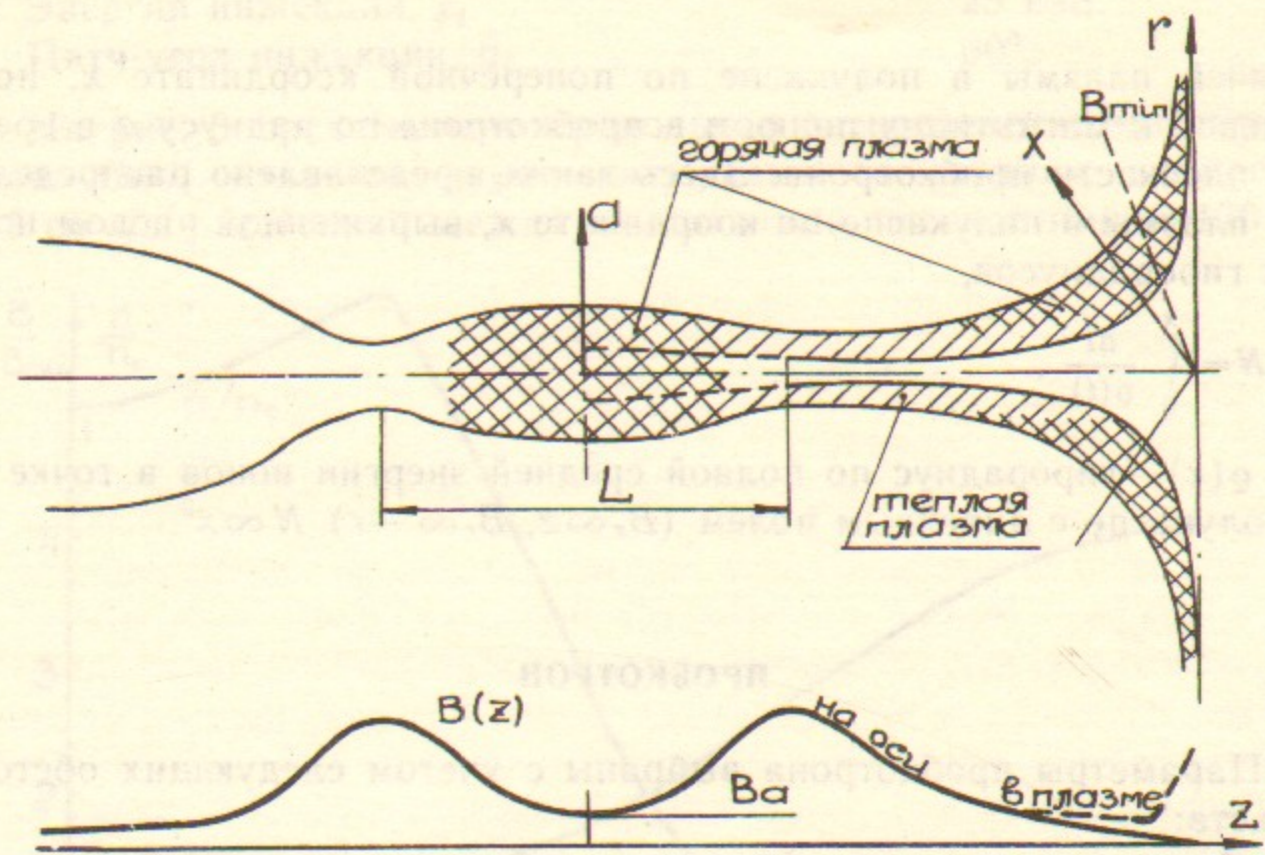


Рис. 1. Магнитное поле концевой системы.

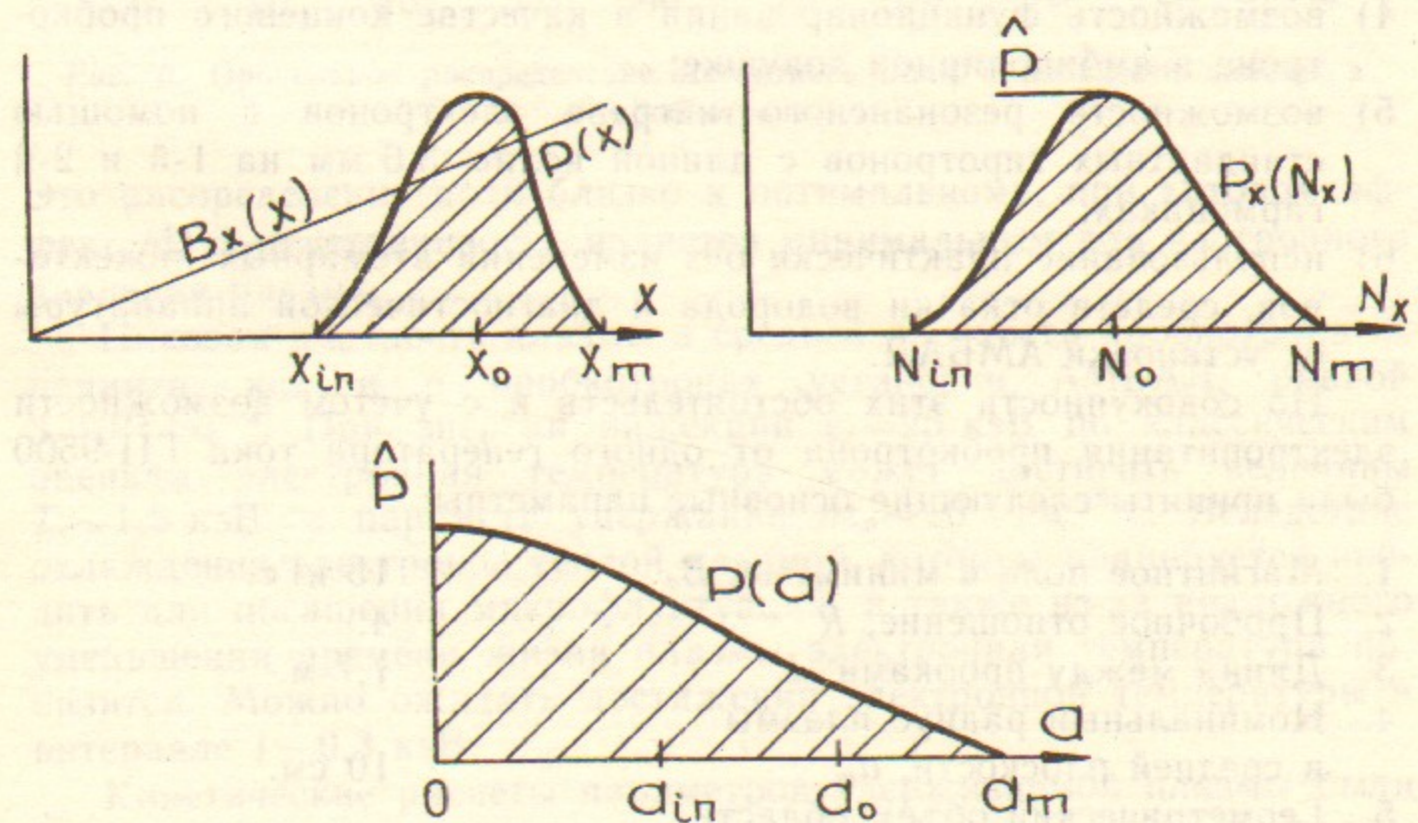


Рис. 2. Профили давления плазмы в полукаспе и пробкотроне.

горячей плазмы в полукаспе по поперечной координате  $x$ , нормальной к магнитному полю, и в пробкотроне по радиусу  $a$  в средней плоскости пробкотрона. Здесь также представлено распределение плазмы в полукаспе по координате  $x$ , выраженной числом ионных гирорадиусов,

$$N = \int_0^x \frac{dt}{e(t)},$$

где  $\rho(x)$  — гирорадиус по полной средней энергии ионов в точке  $x$ . В полукаспе с линейным полем ( $B_z \propto z$ ,  $B_r \propto -r$ )  $N \propto x^2$ .

### ПРОБКОТРОН

Параметры пробкотрона выбраны с учетом следующих обстоятельств:

- 1) обеспечение микроустойчивости;
- 2) обеспечение МГД-устойчивости в сочетании с полукаспом;
- 3) возможность экспериментов по увеличению амбиполярного барьера, в том числе путем создания термобарьера для электронов;
- 4) возможность функционирования в качестве концевого пробкотрона в амбиполярной ловушке;
- 5) возможность резонансного нагрева электронов с помощью стандартных гиротронов с длиной волны 3,6 мм на 1-й и 2-й гармониках;
- 6) использование практически без изменений атомарных инжекторов, средств откачки водорода и диагностической аппаратуры от установки АМБАЛ.

По совокупности этих обстоятельств и с учетом возможности электропитания пробкотрона от одного генератора тока ГП-9500 были приняты следующие основные параметры:

- |   |           |
|---|-----------|
| 1. Магнитное поле в минимуме, $B_a$                     | 15 кГс.   |
| 2. Пробочное отношение, $R$                             | 4.        |
| 3. Длина между пробками, $L$                            | 1,7 м.    |
| 4. Номинальный радиус плазмы в средней плоскости, $a_m$ | 10 см.    |
| 5. Геометрический объем области с плазмой, $V$          | 31,7 л.   |
| 6. Рабочее вещество                                     | дейтерий. |

- |                                   |         |
|-----------------------------------|---------|
| 7. Энергия инъекции, $\epsilon_j$ | 25 кэВ. |
| 8. Питч-угол инъекции, $\theta_j$ | 60°.    |

На рис. 3 представлено продольное распределение магнитного поля. Оно создается двумя катушками со средним диаметром 113 см на расстоянии между их средними плоскостями в 170 см.

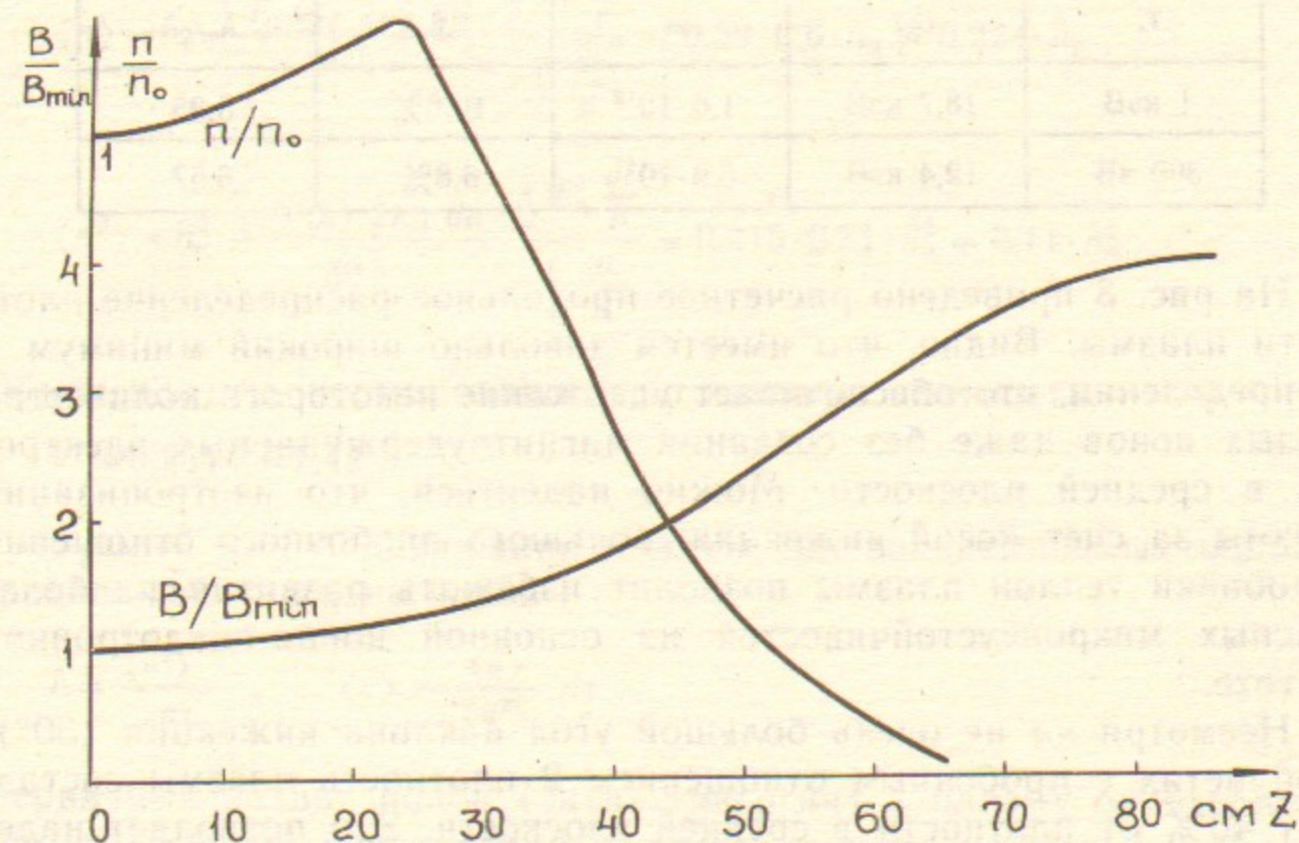


Рис. 3. Продольное распределение магнитного поля и плотности плазмы в пробкотроне.

Это распределение поля близко к оптимальному, при котором эффект МГД-неустойчивости является минимальным для изотропного давления плазмы.

Пиковая плотность плазмы в средней плоскости пробкотрона  $\hat{n}_a$  принята, как и в пробкотронах установки АМБАЛ, равной  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . При энергии инъекции  $\epsilon_j = 25 \text{ кэВ}$  по классическим оценкам электронная температура может достигать величины  $T_e \sim 1,5 \text{ кэВ}$ , а параметр удержания  $n\tau_p \sim 10^{12} \text{ см}^{-3} \text{ с}$ . Вследствие охлаждения электронов теплой плазмой, которую планируется вводить для погашения микрофлуктуаций, а также из-за возможного уменьшения времени жизни плазмы электронная температура понизится. Можно ожидать достижения электронной температуры в интервале 1—0,3 кэВ.

Кинетические расчеты параметров удерживаемой плазмы были проведены в приближении прямоугольной «ямы» (с учетом перезарядки ионов плазмы на инжектируемых атомах).

Основные расчетные параметры плазмы при  $\hat{n}_a = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  приведены в табл. 1.

Таблица 1

$T_e$	$\langle \epsilon_i \rangle$	$n\tau$	$\hat{\beta}$	$a_m/q_i$
1 кэВ	18,7 кэВ	$1,6 \cdot 10^{12}$	10,6%	5,35
300 эВ	12,4 кэВ	$6,9 \cdot 10^{11}$	6,8%	6,57

На рис. 3 приведено расчетное продольное распределение плотности плазмы. Видно, что имеется довольно широкий минимум в распределении, что обеспечивает удержание некоторого количества теплых ионов даже без создания магнитоудерживаемых электронов в средней плоскости. Можно надеяться, что изотропизация плазмы за счет косо́й инжекции, большого пробочного отношения и добавки теплой плазмы позволит избежать развития наиболее опасных микронеустойчивостей на основной ионно-циклотронной частоте.

Несмотря на не очень большой угол наклона инжекции ( $30^\circ$ ), в областях с пробочным отношением 2 плотность плазмы составляет 40% от плотности в средней плоскости. Это позволяет надеяться на эффективный резонансный нагрев электронов в этих областях на основной гармонике гиротронов. Отношение плазменной частоты к циклотронной для электронов в этих областях равно 0,37. Эффективный нагрев электронов в средней плоскости возможен только на 2-й гармонике, поскольку здесь плазменная электронная частота на оси в 1,17 больше циклотронной.

На рис. 4 представлено радиальное самосоогласованное распределение плазмы, рассчитанное по захвату ионов из инжектируемых атомарных пучков с поперечными размерами в плазме, соответствующими пучкам от инжекторов установки АМБАЛ. Это распределение шире планируемого. Обрезание плазмы лимитером и перезарядка периферийного слоя ионов на проникающем остаточном газе должны привести к радиальному распределению, близкому к нормальному, показанному на этом же рисунке. Поэтому для расчетов было принято гауссовское распределение с характерным радиусом  $a_s = 0,66 a_m$ .

Представляя распределение плотности плазмы в факторизованном виде:

$$n(\vec{r}) = \hat{n}_a F_1(a) F_2(l),$$

для распределения плотности плазмы, изображенного на рис. 3 и 4, получим

$$\langle n \rangle = \hat{n}_a \frac{\int F_1(a) 2\pi a da}{\pi a_m^2} \frac{\int F_2 \frac{dl}{B}}{\int \frac{dl}{B}} = 0,39 \cdot 0,6 \cdot \hat{n}_a = 0,234 \cdot \hat{n}_a,$$

$$\langle n^2 \rangle = \hat{n}_a^2 \frac{\int F_1^2(a) 2\pi a da}{\pi a_m^2} \frac{\int F_2^2 \frac{dl}{B}}{\int \frac{dl}{B}} = 0,215 \cdot 0,51 \cdot \hat{n}_a^2 = 0,11 \cdot \hat{n}_a^2.$$

Объем плазмы, нормированный на пиковую плотность,

$$V^* = 0,234 V = 7,42 \text{ л.}$$

Требуемый для поддержания плазмы ток захватываемых ионов и среднее время жизни ионов

$$I = \frac{\langle n^2 \rangle V}{n\tau}, \quad \langle \tau \rangle = \frac{\langle n \rangle}{\langle n^2 \rangle} n\tau. \quad (1)$$

Первичный захват ионов (захват энергии) в плазму определяется суммой сечений перезарядки и ионизации инжектируемых атомов, а также эффективной толщиной плазмы. При нормальном радиальном распределении плазмы максимальная толщина плазмы в

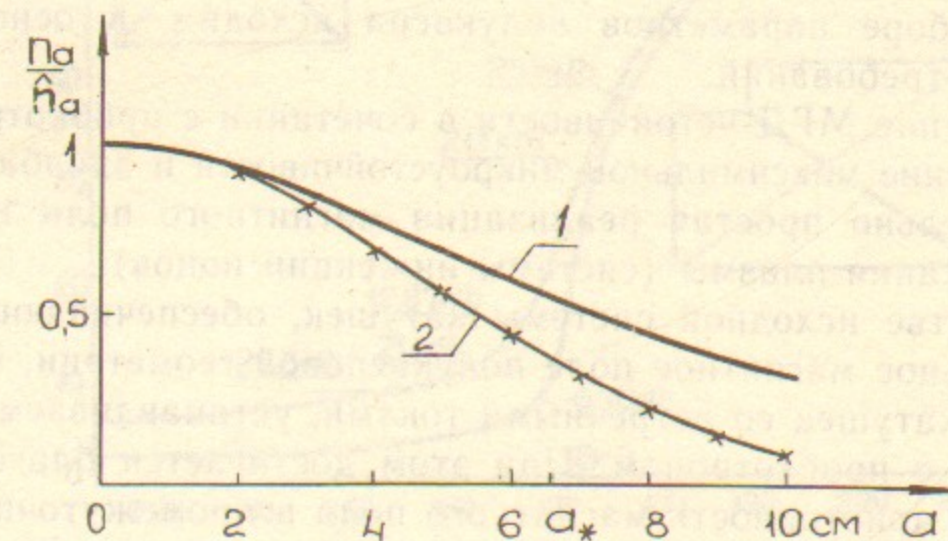


Рис. 4. Поперечное распределение плотности плазмы в пробкотроне:

1 — при инжекции пучка с распределением тока  $j(x, z) = \hat{j} \cdot \exp\{-[(x/4)^2 - (y/9)^2]\}$ ;  
2 —  $n = \hat{n} \exp[-(a/a_s)^2]$ ;  $a_s = 6,6 \text{ см}$ .

пробкотроне

$$\delta \approx \frac{1,14 a_m \hat{n}_a}{\sin \theta_j} = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}.$$

Коэффициент первичного захвата

$$\eta_{\Sigma} = \delta \frac{\sum \langle \sigma_i v \rangle + \langle \sigma_{\text{сх}} v \rangle}{v_i} \quad (2)$$

Требуемый атомарный ток инжекции для обеспечения необходимого захвата частиц в плазму

$$I_j^0 = \frac{I_{\Sigma}}{\eta_{\Sigma}}, \quad \text{где } I_{\Sigma} = \left( 1 + \frac{\langle \sigma_{\text{сх}} v \rangle}{\sum \langle \sigma_i v \rangle} \right) I. \quad (3)$$

Для принятой геометрии плазмы с параметрами по табл. 1 в табл. 2 приведены инжекционные характеристики.

Таблица 2

$T_e$	$\langle \tau \rangle$	$I$	$\langle \sigma_{\text{сх}} v \rangle$	$\sum \langle \sigma_i v \rangle$	$I_{\Sigma}$	$\eta_{\Sigma}$	$I_j^0$
1 кэВ	113 мс	0,314 А	$11 \cdot 10^{-8}$	$4,8 \cdot 10^{-8}$	1 А	40%	2,6 А
300 эВ	49 мс	0,73 А	$12 \cdot 10^{-8}$	$5,2 \cdot 10^{-8}$	2,4 А	43%	5,6 А

### ПОЛУКАСП

При выборе параметров полукаспа исходим, в основном, из следующих требований:

- 1) обеспечение МГД-устойчивости в сочетании с пробкотроном;
- 2) обеспечение максимальной микроустойчивости и адиабатичности;
- 3) относительно простая реализация магнитного поля и системы поддержания плазмы (системы инжекции ионов).

В качестве исходной системы катушек, обеспечивающей удовлетворительное магнитное поле полукасповой геометрии, была принята пара катушек со встречными токами, устанавливаемых последовательно с пробкотроном. При этом достигается благоприятная кривизна и монотонность магнитного поля в промежуточной области и удовлетворяются условия конструктивной реализации в целом. Таким образом, конечная магнитная система состоит из четырех катушек (см. рис. 5), причем две промежуточные катушки формируют протяженную магнитную пробку. На рис. 6 представ-

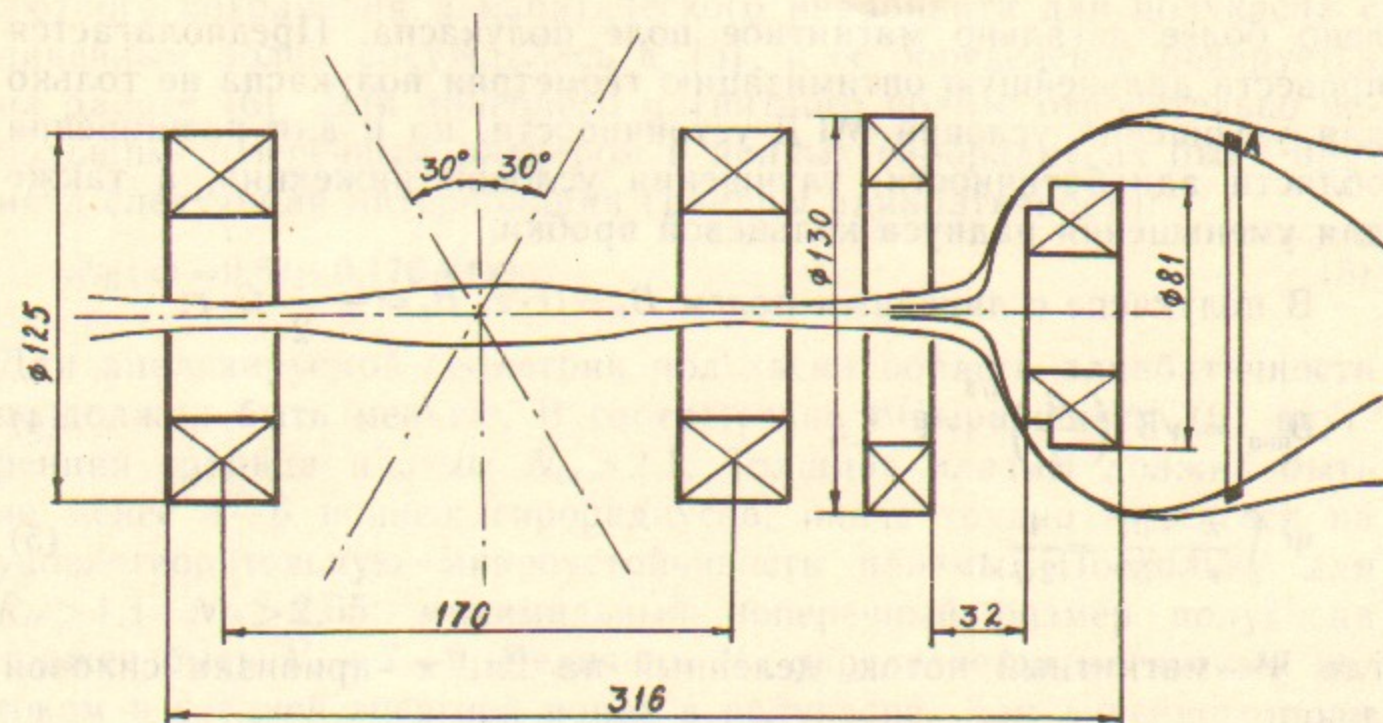


Рис. 5. Магнитная система и крайние силовые линии магнитного поля конечной системы. А — газоразрядная ячейка.

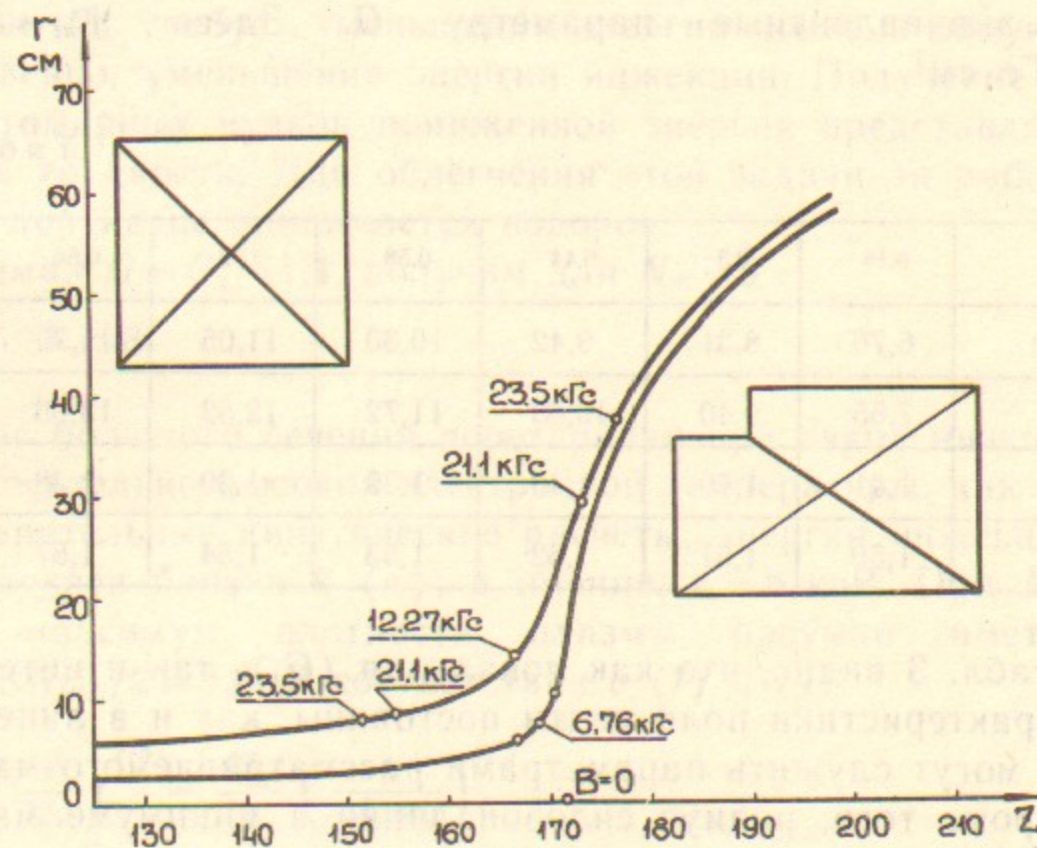


Рис. 6. Крайние силовые линии в полукаспе.

лено более детально магнитное поле полукаспа. Предполагается провести дальнейшую оптимизацию геометрии полукаспа не только для улучшения условий МГД-устойчивости, но и для расширения области адиабатичности, улучшения условий инжекции, а также для уменьшения радиуса кольцевой пробки.

В полукаспе с линейным полем  $B_z = G \cdot z$ ,  $B_r = -\frac{1}{2} G \cdot r$ ;

$$B_{\min} = \sqrt{3} \left( \frac{G}{2} \right)^{2/3} \cdot \Psi^{1/3}, \quad (4)$$

$$\Psi \int \frac{\kappa}{r} \cdot \frac{dl}{B^2} = \frac{1}{2G}, \quad (5)$$

где  $\Psi$  — магнитный поток, деленный на  $2\pi$ ;  $\kappa$  — кривизна силовой линии.

В табл. 3 приведены величины  $G_1 = \frac{2}{3^{3/4}} \sqrt{\frac{B_{\min}^3}{\Psi}}$ , и  $G_2 = \left[ 2\Psi \int \frac{\kappa}{r} \frac{dl}{B^2} \right]^{-1}$ , вычисленные для реальной геометрии полукаспа, эквивалентные параметру  $G$ . Здесь  $\Psi_m = B_a a_m^2 / 2 = 750 \text{ кГс} \cdot \text{см}^2$ .

Таблица 3

$\Psi/\Psi_m$	0,16	0,3	0,44	0,58	0,72	0,86	1
$B_{\min}$ , кГс	6,76	8,31	9,42	10,30	11,05	11,70	12,27
$r_{\min}$ , см	7,65	9,40	10,53	11,72	12,52	13,06	13,84
$G_1$	1,41	1,40	1,40	1,39	1,39	1,38	1,38
$G_2$	1,50	1,51	1,52	1,53	1,54	1,57	1,60

Из табл. 3 видно, что как локальная ( $G_1$ ), так и интегральная ( $G_2$ ) характеристики поля почти постоянны, как и в линейном поле. Они могут служить параметрами рассматриваемого магнитного поля. Кроме того, радиус силовой линии в минимуме магнитного поля  $r_{\min} \propto B_{\min}$  с достаточно хорошей точностью.

Важнейшим условием работоспособности полукаспа является достаточная толщина в ионных гирорадиусах колоколообразной плазмы, удерживаемой в области адиабатичности. Граница абсо-

лютного сохранения адиабатического инварианта для полукаспа с линейным полем обсуждалась в [5], и ее определение базируется на работе [6]. Для линейного магнитного поля с относительно небольшим поперечным размером в ионных гирорадиусах была принята следующая интерполяция границы адиабатичности:

$$R_{\text{eff}}(x) = 0,63 + 0,176 N(x). \quad (6)$$

Для анализируемой геометрии полукаспа область адиабатичности не должна быть меньше. В соответствии с выражением (6) внутренняя граница плазмы  $N_{in} > 2,1$ . Толщина плазмы должна быть не менее 4—6 ионных гирорадиусов, иначе трудно надеяться на удовлетворительную микроустойчивость плазмы. Поскольку для  $R_{in} > 1,1$   $N_{in} > 2,65$ , минимальный поперечный размер полукаспа должен быть  $N_m = 7-9$ . Величина  $N_m$  определяется магнитным потоком и средней энергией ионов в полукаспе. Для линейного поля эти величины связаны следующим образом:

$$N_m^2 = \frac{9}{16} \frac{e^2}{Mc^2} \frac{G^{2/3} \Psi_m^{4/3}}{\langle \epsilon_i \rangle}. \quad (7)$$

Увеличение  $N_m$  требует уменьшения энергии ионов в полукаспе и, соответственно, уменьшения энергии инжекции. Получение качественных атомарных пучков пониженной энергии представляет значительные трудности. Для облегчения этой задачи за рабочее вещество в полукаспе принимается водород.

Принимая  $G = G_1 = 1,4$ , получим для  $N_m = 9$

$$\langle \epsilon_i \rangle = 5,75 \text{ кэВ}.$$

Вследствие большого сечения перезарядки при такой низкой энергии и относительно высокой электронной температуры, как показали предварительные кинетические расчеты, энергия инжекции атомов в полукасп близка к  $\langle \epsilon_i \rangle$ , а именно,  $\epsilon_i = 6 \text{ кэВ}$ . При  $N_m = 9$  и  $N_{in} \approx 2,6$  максимум плотности плазмы разумно иметь при  $N_0 = (N_m + N_{in}) / 2 = 5,8$ . В соответствии с (7) и (4)

$$\frac{N}{N_m} = \left( \frac{\Psi}{\Psi_m} \right)^{2/3} = \frac{B_{\min}^2}{3} \left( \frac{4}{G_1^2 \Psi_m} \right)^{2/3}, \quad (8)$$

$$\frac{a(N)}{a_m} \approx \sqrt{\frac{\Psi}{\Psi_m}} = \left( \frac{N}{N_m} \right)^{3/4}. \quad (9)$$

Для  $N_0=5,8$  из этих соотношений получим  $B_{\min}=9,9$  кГс;  $r_{\min}=11,2$  см;  $a_0=7,2$  см.

Время жизни плазмы в полукаспе было оценено по формуле, основанной на фоккер—планковских расчетах для пробкотронов с выталкивающим ионы потенциалом  $\sim 0,4\langle \varepsilon_i \rangle$  в приближении прямоугольной ямы,

$$n\tau \approx 1,7 \cdot 10^{10} \cdot \sqrt{\mu} \langle \varepsilon_i \rangle_{\text{кэВ}}^{3/2} \lg R_{\text{eff}} \quad (10)$$

( $\mu$ —масса иона в единицах массы протона). Вследствие ограничения действующего пробочного отношения условием адиабатичности основная часть плазмы в полукаспе будет сосредоточена во внешней области, где среднее пробочное отношение близко к 2. В соответствии с (6) во внутренней области полукаспа с линейным полем действующее пробочное отношение растет по поперечной координате от 1,1 до 1,7. Принимая в среднем  $R_{\text{eff}}=1,5$ , из (10) получим  $n\tau=4,1 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>·с.

Скорость потерь энергии на нагрев электронов даже на нижнем пределе рассматриваемого диапазона  $T_e=300$  эВ характеризуется величиной  $n\tau_e^{ie} \approx 10^{11}$  см<sup>-3</sup>·с. При более высокой температуре  $T_e$  увеличение времени торможения на электронах частично компенсируется увеличением выталкивающего потенциала. Учитывая это и имея ввиду, что диапазон электронных температур лежит в окрестности классического значения для пробкотрона, во всем диапазоне  $T_e=0,3 \div 1$  кэВ для оценок можно принять

$$n\tau=4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с.}$$

Геометрический объем плазмы в полукаспе  $V \approx 6$  л. Для оценок приняты более высокие (с запасом), чем в пробкотроне, значения  $\langle n \rangle = 0,3 \hat{n}$ ;  $\langle n^2 \rangle = 0,15 \hat{n}^2$ . Соответственно приведенный объем плазмы  $V^* = 0,3 \cdot V = 1,8$  л. На основании следующих ниже расчетов по МГД-устойчивости принято соотношение пиковых давлений плазмы в полукаспе  $\hat{P}_c$  и пробкотроне  $\hat{P}_n$

$$\hat{P}_c = \frac{1}{7,5} \hat{P}_n.$$

Инжекцию атомарных пучков планируется проводить по касательной плазменного колокола, перпендикулярно к оси системы, в промежутке между осевой пробкой полукаспа и поверхностью  $B_{\min}$ . При этом эффективная геометрическая толщина плазмы около 10 см.

На основании вышесказанного были оценены остальные основные параметры плазмы и характеристики инжекции, которые приведены в табл. 4.

Таблица 4

$T_e$	$\hat{n}$	$\hat{\beta}$	$\langle \tau \rangle$	$I$	$\langle \sigma_{\text{ex}} v \rangle$	$\Sigma \langle \sigma_i v \rangle$	$I_{\Sigma}$	$\eta_{\Sigma}$	$I_j^0$
1 кэВ	$1,17 \cdot 10^{13}$	3,2%	6,8 мс	0,5 А	$12,8 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-8}$	2,4 А	17%	14 А
300 эВ	$0,84 \cdot 10^{13}$	2,1%	9,6 мс	0,26 А	$12,8 \cdot 10^{-8}$	$4,2 \cdot 10^{-8}$	1,0 А	13%	7,9 А

Вследствие колоколообразности магнитного поля в полукаспе при упомянутом выше способе инжекции атомарных пучков имеют место положительный и отрицательный эффекты. Положительный эффект состоит в том, что в этом случае, как и при наклонной инжекции в пробкотрон, достигается более широкое распределение по питч-углам, т. е. более изотропное распределение ионов; отрицательный—в том, что часть инжектируемых атомов попадает на некоторых силовых линиях в конус потерь. В этом случае происходит откачка адиабатически удерживаемых ионов за счет перезарядки на таких атомах.

Чтобы проверить количественно, насколько трудно избежать перезарядной откачки ионов, были проведены расчеты процесса инжекции на магнитную поверхность  $x_0$ , в минимуме поля которой намечается иметь пик плотности плазмы в полукаспе. По условию адиабатичности действующее пробочное отношение на этой поверхности равно 1,7. Кинетические расчеты показали, что параметр адиабатического удержания на этой поверхности с учетом геометрии инжекции  $n\tau \approx 5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>·с.

Качественно ясно, что чем меньше поперечные размеры инжектируемого атомарного пучка, тем легче избежать эффекта откачки. Поэтому была проведена минимизация тока инжектируемых атомов по положению и соотношению полуосей однородного пучка для нескольких площадей сечения пучка эллиптической формы. В табл. 4,а приведены результаты расчетов для двух площадей пучка  $S_b$ . Здесь  $Z_b$ —аксиальное смещение центра пучка от точки  $B_{\min}$  в сторону осевой пробки;  $Y_b$ —расстояние оси пучка от оси системы;  $\Delta Y_b$ —поперечный размер пучка, перпендикулярный оси системы;  $I_{\text{отк}}$ —ток ионов, откачиваемых за счет перезарядки.

Как следует из табл. 4,а, эффект откачки исчезает при плотности тока инжектируемых атомов  $I_j^0 > 0,8 \div 0,5$  А/см<sup>2</sup>. При даль-



нейшем повышении плотности  $J_i^0$  требуемый ток инжектируемых атомов продолжает снижаться вследствие изменения геометрии инжекции. При плотности  $J_i^0 \sim 1 \div 0,6$  А/см<sup>2</sup> требуемые для поддержания необходимой пиковой плотности плазмы в полукаспе атомарные токи близки к оценкам в табл. 4.

Таблица 4, а

$S_0$	$Z_0$	$Y_0$	$\Delta Y_0$	$\frac{I_{отк}}{I}$	$T_e = 1$ кэВ		$T_e = 300$ эВ	
					$I_i^0$	$J_i^0$	$I_i^0$	$J_i^0$
$\frac{100}{6}$ см <sup>2</sup>	1,2 см	9 см	4,9 см	0	17,2 А	1 А/см <sup>2</sup>	10 А	0,6 А/см <sup>2</sup>
$\frac{100}{3}$ см <sup>2</sup>	1,7 см	9,5 см	6,8 см	1%	25,7 А	0,77 А/см <sup>2</sup>	14,5 А	0,44 А/см <sup>2</sup>

Приведенный в табл. 4, а результат расчета инжекции атомов на магнитную поверхность  $x_0$  позволяет надеяться на эффективность инжекции атомарных пучков в принятой геометрии. При этом необходимо иметь атомарные пучки с достаточно высокой плотностью в полукаспе. Реальная возможность получать такие пучки имеется. Наиболее рациональный путь в этом направлении — разработка новых ИОС к ионным пушкам ИНАК [10]. Эта работа не простая, но и не требует больших трудозатрат.

Для уменьшения перезарядной откачки ионов необходима также резкая граница инжектируемых атомарных пучков со стороны кольцевой пробки полукаспа. Представляется возможным в определенной степени это требование удовлетворить с помощью соответствующих лимитеров в инжекторных трактах.

### МГД-УСТОЙЧИВОСТЬ

В работе [3] получено выражение для потенциальной энергии МГД-возмущений плазмы в аксиально-симметричном магнитном поле при конечном значении  $\beta$ . Анализ МГД-устойчивости плазмы выполнен в приближении изотропного давления плазмы, тем не менее проведена минимизация потенциальной энергии относительно продольных смещений плазмы.

Для рассматриваемой системы при  $\beta \rightarrow 0$  с точностью до множителя

$$\frac{1}{2\pi} B_a \xi_a^2 = \text{const} (\Psi)$$

условие устойчивости к смещению плазмы в целом имеет вид:

$$W = W_1 + W_2 > 0,$$

$$W_1 = - \iint \Psi d\Psi \cdot \frac{\partial P}{\partial \Psi} \cdot \frac{\kappa}{r} \cdot \frac{dl}{B^2}; \quad (11)$$

$$W_2 = 2\gamma \int \Psi d\Psi \cdot P \cdot \frac{\kappa}{r} \cdot \frac{dl}{B^2} \cdot \frac{\int \frac{\kappa}{r} \cdot \frac{dl}{B^2}}{\int \frac{dl}{B}}$$

Здесь  $B_a$  и  $\xi_a$  — магнитное поле и смещение плазмы в средней плоскости пробкотрона.

В пробкотроне  $W_n < 0$ , в полукаспе  $W_c > 0$ . Условие устойчивости системы из пробкотрона и полукаспа

$$W_c > |W_n|$$

или

$$\frac{\hat{p}_n}{\hat{p}_c} < q_1 = \frac{W_c}{|W_n|} \frac{\hat{p}_n}{\hat{p}_c}$$

Здесь и в дальнейшем величины, относящиеся к пробкотрону, обозначаются индексом «п», а к полукаспу — индексом «с». Индексы «а» используются для обозначения величин в средней плоскости пробкотрона, а индексы «х» — величин на нормальной поверхности полукаспа (см. рис. 1).

Для определения границы устойчивости по высоким перестановочным модам используется дисперсионное уравнение мелкомасштабных возмущений плотной плазмы в плоской геометрии для  $\omega \ll \omega_{ci}$  при  $\nabla T = 0$  из § 6.2 [4]. При условиях  $\omega_{pi}^2 / \omega_{ci}^2 \gg 1$  и  $k_{\perp} \rho < 1$  это уравнение имеет вид

$$k_{\perp}^2 \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2} - k_{\perp}^2 k_0 \frac{\nabla_{\perp} n}{n} \frac{T}{M} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^3} \frac{1}{\omega} - k_0^2 g \frac{\nabla_{\perp} n}{n} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2} \frac{1}{\omega^2} = 0, \quad (12)$$

где  $g \approx -\kappa \frac{T}{M}$  при  $\bar{v}_{\perp}^2 \gg \bar{v}_{\parallel}^2$ ,  $\kappa = r \frac{\partial B}{\partial \Psi}$  — кривизна. Учтем, что

$k_0 = \frac{m}{r}$ ;  $\frac{\nabla_{\perp} n}{n} = \frac{Br}{n} \frac{\partial n}{\partial \Psi}$ ;  $\omega_{ci} \propto B$ ;  $\omega_{pi}^2 \propto n$ . После интегрирования уравнения (12) по объему желобка, пропорционального  $\int \frac{dl}{B}$ , получим:

$$\int k_{\perp}^2 n \frac{dl}{B^3} - m \frac{T}{M} \frac{B_1}{\omega_1} \int k_{\perp}^2 \frac{\partial n}{\partial \Psi} \frac{dl}{B^3} \frac{1}{\omega} + m^2 \frac{T}{M} \int \frac{\partial n}{\partial \Psi} \frac{\kappa}{r} \frac{dl}{B^2} \frac{1}{\omega^2} = 0, \quad (13)$$

где  $B_1$  и  $\omega_1$  — поле и ионно-циклотронная частота при фиксированной продольной координате. Поскольку  $k_{\perp}^2 = k_n^2 + k_0^2$ , причем  $k_n = Br/\Delta\Psi$ ,  $k_0 = m/r$ , первые два члена уравнения (13) удобно разделить на два слагаемых. Вводя давление плазмы  $P \propto nT$ , перепишем уравнение (13) в виде

$$\frac{M}{T} \hat{P} [I_1 + m^2 \Delta\Psi^2 I_1^*] - m \frac{B_1}{\omega_1} \hat{P} [I_2 + m^2 \Delta\Psi^2 I_2^*] \frac{1}{\omega} + m^2 \Delta\Psi^2 \hat{P} I_3 \frac{1}{\omega^2} = 0, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{\hat{P}} \int P \frac{r^2 dl}{B}, & I_1^* &= \frac{1}{\hat{P}} \int P \frac{dl}{r^2 B^3}, \\ I_2 &= \frac{1}{\hat{P}} \int \frac{\partial P}{\partial \Psi} \frac{r^2 dl}{B}, & I_2^* &= \frac{1}{\hat{P}} \int \frac{\partial P}{\partial \Psi} \frac{dl}{r^2 B^3}, \\ I_3 &= \frac{1}{\hat{P}} \int \frac{\partial P}{\partial \Psi} \frac{\kappa}{r} \frac{dl}{B^2} - \frac{2\gamma}{\hat{P}} \int P \frac{\kappa}{r} \frac{dl}{B} \frac{\int \frac{\kappa}{r} \frac{dl}{B^2}}{\int \frac{dl}{B}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь в 3-й член уравнения добавлен интеграл, учитывающий непараксиальность магнитного поля. Учитывая, что  $\frac{B_x}{\omega_x} = \frac{M_c}{M_n} \frac{B_a}{\omega_a}$ , дисперсионное уравнение для системы из пробкотрона и полускапа можно записать в виде

$$\frac{M_n}{T_n} \hat{P}_n [I_{1n} + m^2 \Delta\Psi^2 I_{1n}^*] \left(1 + \alpha_1 \frac{\hat{P}_c}{\hat{P}_n}\right) - m \frac{B_a}{\omega_a} \hat{P}_n [I_{2n} + m^2 \Delta\Psi^2 I_{2n}^*] \left(1 + \alpha_2 \frac{\hat{P}_c}{\hat{P}_n}\right) \frac{1}{\omega} +$$

$$+ m^2 \Delta\Psi^2 \hat{P}_c I_{3c} \left(1 + \alpha_3 \frac{\hat{P}_n}{\hat{P}_c}\right) \frac{1}{\omega^2} = 0, \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{M_c}{M_n} \frac{T_n}{T_c} \frac{I_{1c} + m^2 \Delta\Psi^2 I_{1c}^*}{I_{1n} + m^2 \Delta\Psi^2 I_{1n}^*}, \\ \alpha_2 &= \frac{M_c}{M_n} \frac{I_{2c} + m^2 \Delta\Psi^2 I_{2c}^*}{I_{2n} + m^2 \Delta\Psi^2 I_{2n}^*}, & \alpha_3 &= \frac{I_{3n}}{I_{3c}}. \end{aligned} \quad (17)$$

Если уравнение (16) записать в форме

$$A + D \frac{1}{\omega} + C \frac{1}{\omega^2} = 0,$$

то условие устойчивости  $\text{Im} \omega = 0$  выразится в виде

$$D^2 > 4AC.$$

При  $\bar{v}_{\perp}^2 \gg \bar{v}_{\parallel}^2$   $\frac{T}{M\omega_{ci}^2} = \frac{1}{2} \bar{Q}^2$ . С учетом этого условие устойчивости можно переписать в виде

$$\frac{\hat{P}_n}{\hat{P}_c} > q_m = 8 \left(\frac{\Delta\Psi}{B_a Q_a}\right)^2 \frac{(I_{1n} + m^2 \Delta\Psi^2 I_{1n}^*) I_{3c}}{(I_{2n} + m^2 \Delta\Psi^2 I_{2n}^*)^2} \frac{(1 + \alpha_1/q_m)(1 + \alpha_3 q_m)}{(1 + \alpha_2/q_m)^2}. \quad (18)$$

Для одновременной стабилизации плазмы относительно как смещения плазмы в целом, так и развития высших перестановочных МГД-мод необходимо выполнить условие

$$q_1 > \frac{\hat{P}_n}{\hat{P}_c} > q_m.$$

Для расчета величин  $q_1$ ,  $q_m$  было принято модельное распределение ионов плазмы на силовой линии

$$f(\varepsilon, \mu) = \begin{cases} 0, & \mu < \frac{\varepsilon}{B_{\max}}, \\ F(\varepsilon, B_{\min}, B_{\max}), & \frac{\varepsilon}{B_{\max}} < \mu < \frac{\varepsilon}{B_{\min}}, \end{cases}$$

где  $\varepsilon$  и  $\mu$  — энергия и магнитный момент иона. Соответствующее

продольное распределение

$$P = P_{\perp} + P_{\parallel} = P(B_{\min}) \frac{B_{\max} - B/4}{B_{\max} - B_{\min}/4} \sqrt{\frac{B_{\max} - B}{B_{\max} - B_{\min}}} \quad (19)$$

Здесь  $P(B_{\min})$  — максимальное давление на силовой линии, маркируемой минимальным значением магнитного поля  $B_{\min}$ . Радиальное распределение в пробкотроне принято по нормальному закону

$$P_a(B_{\min}) = \hat{P}_n \exp\left\{-\left(\frac{a}{a_*}\right)^2\right\} \quad (20)$$

При этом принято  $a_* = a_m/1,52$ , что соответствует  $P_a(a_m) = 0,1 \hat{P}_n$ . Поперечное распределение давления в полукаспе принято гауссовским по числу ионных гирорадиусов  $N$  на нормальной поверхности:

$$P(B_{\min}) = \hat{P}_c \exp\left\{-\left(\frac{N - N_0}{\Delta N}\right)^2\right\} \quad (21)$$

При этом  $N_0 = (N_m + N_{in})/2$ ;  $\Delta N_* = (N_m - N_0)/1,52$ .

Результаты вычислений энергии  $W$  по формулам (11): в пробкотроне

$$W_n \approx W_{in} = 1,45 \cdot 10^{-2} \hat{P}_n \text{ см/кГс } [P],$$

в полукаспе [ $N_m = 9$ ;  $N_0 = 5,8$ ;  $R = R(\Psi)$  по формуле (6)]

$$W_{1c} = -4,73 \cdot 10^{-2} \hat{P}_c; \quad W_{2c} = 16,3 \cdot 10^{-2} \hat{P}_c;$$

$$W_c = 11,6 \cdot 10^{-2} \hat{P}_c \text{ см/кГс } [P].$$

Отсюда  $q_1 = 8,0$ .

Формула (11) для  $W_2$  несправедлива для неізотропного давления. Однако оценка с тем же модельным распределением плазмы с использованием формулы (25) для неізотропного давления, полученной в работе [7] для мелкомасштабного желобка с  $k_{\perp} \rightarrow \infty$  в каспе с линейным полем, в виде

$$W = \frac{4}{3} \frac{1}{G_1} \int d\Psi \left[ I_1(R) \frac{\partial P_{\perp}(B_{\min})}{\partial \Psi} + I_2(R) \frac{P_{\perp}(B_{\min})}{R} \frac{\partial R}{\partial \Psi} + \frac{1}{3} (I_3 + I_{\parallel}) \frac{P_{\perp}(B_{\min})}{\Psi} \right],$$

дает величину  $W_c \approx 12 \cdot 10^{-2} \hat{P}_c$  см/кГс [P]. Это значение не меньше вычисленного по формуле (11) для того же поля и равного  $11,8 \cdot 10^{-2} \hat{P}_c$  см/кГс [P]. Несомненно, что величина  $W_{2c}$  требует

уточнения для смещения плазмы в целом. Однако сравнение расчета с оценкой по работе [7] дает определенную уверенность в незавышении энергии  $W_c$ . Отметим также, что значительное отрицательное значение величины  $W_{1c}$  в полукаспе связано с принятым продольным распределением (19). Без учета изменяющейся в поперечном направлении зависимости  $P(l)$   $W_{1c} \approx 0$ . С другой стороны, как показали расчеты, величина  $W_c$  слабо зависит от формы поперечного распределения давления.

Чтобы определить условие устойчивости по отношению к развитию высоких перестановочных мод, необходимо проинтегрировать уравнение (12) по всему объему, занимаемому самой опасной модой. Однако для этого требуется найти собственные радиальные функции возмущений. Мы ограничиваемся определением условия устойчивости по уравнению (13) на некоторой характерной магнитной поверхности с оценкой минимального значения  $k_{\perp}$ . При этом, в соответствии с § 6.2.2 [4], следует принять азимутальное волновое число  $m \geq 2$ .

Устойчивость плазмы в пробкотроне без полукаспа по перестановочным модам  $m \geq 2$  обеспечивается эффектом КЛР. В пробкотроне значения «продольных» интегралов с достаточной точностью можно выразить в следующем виде:

$$\begin{aligned} I_1 &= 0,7 \Psi_m \frac{L}{B_a^2} \left(\frac{a}{a_m}\right)^2 e^{-(a/a_*)^2}, & I_1^* &= \frac{I_1}{4 \Psi_m} \left(\frac{a_m}{a}\right)^4, \\ I_2 &= 0,7 \frac{L}{B_a^2} \left(\frac{a}{a_m}\right)^2 e^{-(a/a_*)^2}, & I_2^* &= \frac{I_2}{4 \Psi_m} \left(\frac{a_m}{a}\right)^4, \\ I_3 &= \frac{3}{\Psi_m B_a^2 L} \left(\frac{a_m}{a_*}\right)^2 e^{-(a/a_*)^2}. \end{aligned} \quad (22)$$

Учитывая, что

$$\frac{T}{M \omega_a^2} = \frac{1}{2} Q_a^2, \quad \Delta \Psi = \frac{B_a a}{k_a},$$

после подстановки (22) в (14) получим условие устойчивости для мод  $m \geq 2$ :

$$k_a^2 Q_a^2 > \frac{15}{1 + \left(\frac{m}{k_a a}\right)^2} \left(\frac{a_m}{L}\right)^2 \quad (23)$$

Для  $k = 1/a$ :

$$\frac{a_m}{a} < \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{L}{a}$$

При этом для всей вовлеченной в возмущение плазмы за величину  $a$  следует принять некоторое промежуточное значение радиуса. Для центрального столба плазмы, не контактирующего с плазмой в полукаспе,  $a < a_{in} = 4$  см; принимая  $a \sim 3$  см, получим для этой части плазмы  $a_m/a \lesssim 30$ . Для плазмы пробкотрона в целом  $a < a_{in} = 10$  см; принимая  $a \sim 7$  см, получим для пробкотрона без полукаспа  $a_m/a \lesssim 14$ .

Для концевой системы преобладающим источником желобковых возмущений с  $m \geq 2$  является внутренняя область плазмы в полукаспе с нарастающим по радиусу давлением. Поскольку в полукаспе кривизна магнитного поля изменяется с радиусом монотонно и остается всюду положительной, то радиальный размер области возмущений определяется поперечной протяженностью области с нарастающим давлением, точнее градиентным размером плазмы в этой области.

Расчетное гауссовское распределение плазмы в полукаспе (21) характеризуется параметром распределения  $\Delta N_* = 2,1$ , при этом давление плазмы возрастает по координате  $x$  от  $N_{in} = 2,64$  до  $N_0 = 5,8$ . Затем давление спадает от  $N_0$  до  $N_m = 9$  (см. рис. 2). Максимуму давления плазмы в полукаспе соответствует радиус в средней плоскости пробкотрона  $a_0 = 7,22$  см, а внутренней границе плазмы в полукаспе соответствует радиус  $a_{in} = 4$  см в пробкотроне. Таким образом, желобковым возмущениям в полукаспе подвержен цилиндрический слой плазмы в пробкотроне толщиной 3,2 см.

Для определения характерной магнитной поверхности, выполнение условий устойчивости на которой по уравнению (13) гарантировало бы устойчивость плазмы во всем внутреннем цилиндрическом слое, за нормальную компоненту волнового вектора на нормали  $x$  была принята величина, обратная  $\Delta N_*$ :

$$\frac{1}{k_x} \approx 2^{-1/3} \frac{B_{min}}{G_1} \frac{\Delta N_*}{N} \quad (24)$$

на поверхности  $N = N_0 - \Delta N_*$ . Соответствующее волновое число в средней плоскости пробкотрона

$$\frac{1}{k_a} = 2^{-1/6} \frac{r_{min} B_{min}}{a B_a} \frac{1}{k_x} \quad (25)$$

На поверхности  $N = 5,8 - 2,1 = 3,7$ ,  $r_{min} = 9,1$  см,  $a = 5,15$  см,  $B_{min} = 8$  кГс, соответственно

$$\frac{1}{k_x} = 2,55 \text{ см}, \quad \frac{1}{k_a} = 2,25 \text{ см}.$$

В табл. 5 приведены вычисленные значения интегралов, входящих в уравнение (18), для ряда магнитных поверхностей в интервале  $a_{in} < a < a_0$  и для энергии дейтронов в пробкотроне  $\langle \epsilon_i \rangle = 18,7$  кэВ.

Таблица 5

$\Psi/\Psi_m$	0,16	0,23	0,30	0,37	0,44	0,51
<b>В пробкотроне</b>						
$a$ см	4	4,8	5,48	6,08	6,63	7,14
$I_1$ см <sup>3</sup> ·кГс <sup>-1</sup>	45,7	56,4	62,4	66,2	66,2	66,1
$I_1^*$ 10 <sup>-5</sup> см·кГс <sup>-2</sup>	79,6	47,4	30,9	21,6	15,2	11,4
$I_2$ 10 <sup>-2</sup> см·кГс <sup>-2</sup>	0	-18	-18	-21	-21	-19
$I_2^*$ 10 <sup>-7</sup> см <sup>-2</sup> ·кГс <sup>-3</sup>	0	-14,9	-9,1	-6,7	-4,8	-3,3
$I_3$ 10 <sup>-7</sup> см <sup>-3</sup> ·кГс <sup>-3</sup>	0	1,19	0,95	0,86	0,74	0,59
<b>В полукаспе</b>						
$N$	2,64	3,36	4	4,62	5,18	5,72
$I_1$ см <sup>3</sup> ·кГс <sup>-1</sup>	3,63	47,9	97	156	211	245,3
$I_1^*$ 10 <sup>-5</sup> см·кГс <sup>-2</sup>	2,1	4,4	6,8	8,5	9,2	8,8
$I_2$ 10 <sup>-2</sup> см·кГс <sup>-2</sup>	11,4	24,7	47,5	56,9	52,7	11,5
$I_2^*$ 10 <sup>-7</sup> см <sup>-2</sup> ·кГс <sup>-3</sup>	7,2	7,0	7,2	5,5	3,1	0,62
$I_3$ 10 <sup>-7</sup> см <sup>-3</sup> ·кГс <sup>-3</sup>	37,8	43	43,7	33	15,5	-3,2

Программа тестировалась путем вычисления интегралов в полукаспе с линейным полем и сравнением их значений с рассчитанными аналитически.

Если исключить эффект КЛР, инкремент неустойчивости определяется из (16) в следующем виде

$$(\text{Im } \omega)^2 = m^2 \Delta \Psi^2 \frac{T_n}{M_n} \frac{I_{3c} \left(1 + \alpha_3 \frac{\hat{p}_n}{\hat{p}_c}\right)}{(I_{1n} + m^2 \Delta \Psi^2 I_{1n}^*) \left(1 + \alpha_1 \frac{\hat{p}_c}{\hat{p}_n}\right)} \frac{\hat{p}_c}{\hat{p}_n} \quad (26)$$

В табл. 6 приведены значения величины  $q_2$ , вычисленной по фор-

муле (18) для  $1/k_a = 2,25$  см, и величины  $(\text{Im } \omega)^2$  в единицах  $10^{-3} \cdot \frac{T_n}{M_n}$  для двух значений  $\frac{\hat{P}_n}{\hat{P}_c}$ .

Таблица 6

$\frac{\Psi}{\Psi_m}$	$N$	$q_2$	$(\text{Im } \omega)^2$	
			$\frac{\hat{P}_n}{\hat{P}_c} = 4$	$\frac{\hat{P}_n}{\hat{P}_c} = 2$
0,16	2,64	0,015	0,6	1,3
0,23	3,36	2,23	1,1	1,9
0,30	4,0	4,06	1,3	2,1
0,37	4,62	4,11	1	1,5
0,44	5,18	3,5	0,55	0,7
0,51	5,72	—	—	—

Из табл. 6 видно, что величина  $q_2$  максимальна на поверхности  $N=4,62$ , а инкременты неустойчивости без эффекта КЛР максимальны на поверхности  $N=4$ . С учетом того обстоятельства, что для правильного определения величины  $q_2$  необходимо определенное усреднение по поверхностям, примем за характерную магнитную поверхность  $N=4$ .

В табл. 7 приведены значения  $q_2$ , вычисленные на этой поверхности для двух значений  $\langle \epsilon_i \rangle_n$ : 18,7 и 12,4 кэВ ( $\langle \epsilon_i \rangle_c = 5,75$  кэВ). Для  $\langle \epsilon_i \rangle_n = 12,4$  кэВ приводится также значение  $q_2$  для нормальной компоненты волнового вектора  $k_x = \frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial x}$ , вычисленной по формуле

$$\frac{1}{k_x} \Big|_{\text{град}} = 2^{-3/4} \frac{B_{\min}}{G_1} \frac{\Delta N^2}{N(N_0 - N)} \quad (27)$$

На поверхности  $N=4$   $B_{\min} = 8,31$  кГс,  $r_{\min} = 9,4$  см,  $\frac{1}{k_x} \Big|_{\text{град}} = 1,44$  см,  $\frac{1}{k_a} \Big|_{\text{град}} = 1,25$  см. Несмотря на то, что в этом случае в средней плоскости пробкотрона значение  $k_1^2 \rho^2 / 2 = 0,75$  близко к единице, расчет величины  $q_2$  на основе уравнения (12), как это показал анализ исходного дисперсионного уравнения из

[4], достаточно точен. Из сравнения полученных значений величины  $q_2$  с величиной  $q_1 = 8,0$  видно, что возможно одновременное выполнение условий МГД-устойчивости для всех перестановочных мод.

Таблица 7

$\langle \epsilon_i \rangle_n$ , кэВ	18,7	12,4
$q_2(1/k_a = 2,25 \text{ см})$	4,06	5,08
$q_2(1/k_a = 1,25 \text{ см})$	—	3,46

В процессе дальнейшей работы планируется вычислить собственные радиальные функции для перестановочных мод  $m \geq 2$  и уточнить значение величины  $q_2$ .

Учитывая, что величина  $q_1$  определена более надежно, принимаем соотношение пиковых давлений в пробкотроне и в полукаспе

$$\hat{P}_n / \hat{P}_c = 7,5.$$

При этом отношение

$$\frac{\hat{P}_n}{\hat{P}_c} = \frac{\hat{P}_n}{\hat{P}_c} \cdot \frac{B_{\min}^2}{B_a^2} = 3,3.$$

Условие устойчивости перестановочных мод  $m \geq 2$  существенно зависит от радиального распределения плазмы в пробкотроне. Наиболее благоприятным является такое распределение, при котором максимум абсолютного значения градиента давления лежит в кольце плазмы, опирающемся на внутреннюю область плазмы в полукаспе. В расчетах принято не самое благоприятное в этом смысле распределение. В принципе имеется реальная возможность контролировать радиальное распределение плазмы в пробкотроне и тем самым улучшить условие устойчивости для мод  $m \geq 2$ .

Не исключено, что устойчивость по отношению к смещению плазмы в целом можно будет существенно улучшить увеличением поперечного размера плазмы в полукаспе без изменения радиуса плазмы в пробкотроне. Экспериментально это легко осуществить без каких-либо изменений в установке. Для оценки эффекта были сделаны расчеты с уширенным модельным поперечным распределением давления плазмы. Сохранение неизменным профиля спада давления внутри и снаружи полукаспа приводит к малым измене-

ниям величин  $q_m$  для высших мод ( $m > 1$ ). В то же время для повышения  $q_1$  в два раза достаточно увеличить поперечный размер  $x_m$  на 28% (в предположении постоянства электрического поля моды  $m=1$ ). При этом условия МГД-устойчивости мод с  $m \geq 2$  не ухудшаются.

Кроме расширения МГД-устойчивой области отношения давлений  $\hat{P}_n/\hat{P}_c$ , такое утолщение плазмы увеличивает захват инжектируемых атомарных пучков и, следовательно, облегчает проблему вакуумных условий в полукаспе. Отметим также, что соответствующее увеличение количества ларморовских радиусов  $N \propto x_m^2$  улучшает условия микроустойчивости плазмы в полукаспе.

Для экспериментального исследования МГД-устойчивости в принятой схеме имеется возможность варьировать величины  $q_1$  и  $q_2$  и их отношение, что позволит как уточнить эти величины, так и исследовать поведение плазмы вблизи границ устойчивости.

В связи с этим полезно привести функциональные зависимости для величин  $q_1$  и  $q_2$

$$q_1 \propto \frac{B_a^2 L}{G \Psi_m} F_1(R_c, N_m), \quad q_2 \propto Q \frac{(1 + \alpha_1/q_2)(1 + \alpha_3 q_2)}{(1 + \alpha_2/q_2)^2}, \quad (28)$$

$$Q \propto \frac{\Psi_m}{G} \frac{B_a^2}{L} \frac{1}{T_n} F_2(N_m), \quad \alpha_1 \propto \frac{T_n}{T_c} \frac{1}{G^{5/3} \Psi_m^{1/3}} \frac{B_a^2}{L} f_1(N_m),$$

$$\alpha_2 \propto \frac{1}{G^{5/3} \Psi_m^{1/3}} \frac{B_a^2}{L} f_2(N_m), \quad \alpha_3 \propto \frac{G \Psi_m}{B_a^2 L} f_3(N_m), \quad (29)$$

$$F_1 = \int_{N_m}^{N_c} \frac{R}{\ln R} \frac{dN}{N}, \quad F_2 = \left( \frac{N}{\Delta N_c} \right)^2 \left( \frac{N}{N_m} \right)^{3/2} \exp \left[ - \left( \frac{a_m}{a_c} \right)^2 \left( \frac{N}{N_m} \right)^{3/2} \right],$$

$$f_1 = \sqrt{\frac{N_m}{N}} \exp \left[ \left( \frac{a_m}{a_c} \right)^2 \left( \frac{N}{N_m} \right)^{3/2} \right],$$

$$f_2 = \frac{1}{f_3} = \frac{N}{\Delta N_c} \left( \frac{N_m}{N} \right)^2 \exp \left[ \left( \frac{a_m}{a_c} \right)^2 \left( \frac{N}{N_m} \right)^{3/2} \right]. \quad (30)$$

Величины  $G$ ,  $\Psi_m$  и  $B_a$  можно регулировать изменением тока в катушках. В небольших пределах величины  $G$  и  $B_a$  можно варьировать независимо. Величина  $\Psi_m$  прямо связана с радиусом плазмы. Независимое варьирование величины  $N_m$  в небольших пределах может осуществляться изменением энергии инжекции в полукасп.

МГД-устойчивость по баллонным модам не рассчитывалась,

поскольку рассматриваемая система достаточно короткая и в ней реализуется условие

$$v_A \gg \sum l \cdot \text{Im} \omega.$$

Кроме того, как это показано в работе [8], в аксиально-симметричном магнитном поле для баллонных мод нет качественных ограничений на величину  $\beta$ .

## ТЕПЛАЯ ПЛАЗМА

Промежуточная плазма между пробкотроном и полукаспом необходима прежде всего для выравнивания потенциала МГД-возмущений вдоль магнитных силовых линий во всей концевой системе. Ее длина  $\sim 1$  м, минимальный радиус в максимальном поле 60 кГс равен 5 см; на стыке с плазмой в полукаспе ее радиус около 7 см (см. рис. 1). Эта плазма будет удерживаться амбиполярными потенциалами пробкотрона и полукаспа. Вследствие этого она должна быть полый с минимальным радиусом полости 2 см. Геометрический объем промежуточной плазмы  $V_t$  около 9 л. Наружная поверхность плазмы имеет площадь  $S_t \sim 4 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>.

При заданной электронной температуре плотность и ионная температура промежуточной плазмы определяются током инжекции холодных ионов. Инжекция таких ионов может осуществляться подводом газа к поверхности промежуточной плазмы.

Для франк-кондоновских атомов водорода сечения перезарядки и ионизации

$$\sigma_{cx} = 5,5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2 \text{ и } \sigma_i \sim 10^{-14} \text{ см}^2.$$

Соответствующие длины их пробега

$$n \lambda_{cx} = 1,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ и } n \lambda_i \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}.$$

Средняя толщина кольцевого слоя промежуточной плазмы

$$\int n dr \sim 2,5 \cdot \hat{n}_i \text{ см}^{-2}.$$

Поскольку  $\hat{n}_i \lesssim \hat{n}_c \sim 10^{13}$ , то  $\int n dr < n \lambda_i < n \lambda_{cx}$ . Вследствие этого радиальный профиль промежуточной плазмы будет определяться в основном профилем удерживающего ее амбиполярного потенциала в полукаспе.

Необходимый ток инжекции ионов, равный току потерь, при гауссовском профиле промежуточной плазмы равен

$$I = 0,22 \frac{e \hat{n}_i^2 \cdot V_i}{n\tau} \quad (31)$$

Окружающий плазму газ обеспечивает значительный ток инжекции ионов. При давлении окружающего водорода  $\sim 10^{-7}$  Тор ток инжекции составит

$$I \approx 2en_{H_2} S_i \frac{\langle v \rangle_{H_2}}{4} \frac{2 \int n dr}{n\lambda_i} \sim 0,1 \text{ А.}$$

Соответствующий параметр удержания по (31)  $n\tau \approx 3 \cdot 10^{-15} \cdot \hat{n}_i^2$ . Время нагрева ионов водорода при  $T_e = 0,3 \div 1$  кэВ характеризуется параметром

$$n\tau_e^{ie} = (1 \div 6) \cdot 10^{11}.$$

Поскольку  $\hat{n}_i \lesssim 10^{13}$ , то при  $I \sim 0,1$  А

$$n\tau \lesssim n\tau_e^{ie}.$$

Отсюда следует, что достаточно увеличить поток газа на поверхность плазмы примерно на порядок, чтобы существенно снизить температуру ионов по сравнению с температурой электронов. В этом режиме

$$\frac{T_i}{T_e} = \frac{n\tau}{n\tau_e^{ie}} \quad (32)$$

При умеренно расширяющемся магнитном поле параметр амбиполярного удержания

$$n\tau \sim n\tau_i \frac{\Delta\varphi}{T_i} \exp\left(\frac{\Delta\varphi}{T_i}\right), \quad (33)$$

где

$$n\tau_i = 3,5 \cdot 10^{11} \frac{\sqrt{\mu}}{\Lambda_{ii}} T_i^{3/2} \text{ кэВ}, \quad (34)$$

$$\Delta\varphi = T_e \cdot \ln \frac{\hat{n}_c}{\hat{n}_i} \quad (35)$$

При  $T_i/T_e \ll M/m$  величина

$$n\tau_e^{ie} = 10^{13} \frac{\mu}{\Lambda_{ei}} T_e^{3/2} \text{ кэВ}. \quad (36)$$

Из уравнений (32—36) можно получить

$$\sqrt{\frac{T_i}{T_e}} \sim 3,5 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\sqrt{\mu}} \frac{\Lambda_{ei}}{\Lambda_{ii}} \left(\frac{\hat{n}_c}{\hat{n}_i}\right)^{T_e/T_i} \ln \frac{\hat{n}_c}{\hat{n}_i}, \quad (37)$$

$$n\tau \sim 10^{13} \frac{\mu}{\Lambda_{ei}} T_i \sqrt{T_e}. \quad (38)$$

При заданном отношении плотностей  $\hat{n}_i/\hat{n}_c$  по уравнению (37) вычисляется ионная температура, а по формулам (31, 38) определяется необходимый ток инжекции.

Приведем расчетные параметры водородной промежуточной плазмы плотностью  $\hat{n}_i$ , в 1,5 раза меньшей плотности в полукаспе (табл. 8).

Таблица 8

$T_e$	$\hat{n}_i$	$T_i$	$\Delta\varphi$	$n\tau$	$\langle\tau\rangle$	$I$
1 кэВ	$7,8 \cdot 10^{12}$	126 эВ	405 В	$7,9 \cdot 10^{10}$	16 мс	0,25 А
300 эВ	$5,6 \cdot 10^{12}$	39 эВ	122 В	$1,4 \cdot 10^{10}$	4,5 мс	0,7 А

С учетом перезарядки температура ионов  $T_i$  будет еще ниже, а расчетные токи инжекции  $I$  будут еще меньше.

Поскольку 2-я важнейшая роль промежуточной плазмы состоит в стабилизации ионно-циклотронных неустойчивостей, то необходимо вводить и дейтерий—для пробкотрона, и водород—для полукаспа. Однако уточнять токи инжекции с учетом этого обстоятельства нет смысла, поскольку необходимые для стабилизации микро-неустойчивостей величины этих токов можно определить только экспериментально.

Для стабилизации микро-неустойчивостей в пробкотроне целесообразно также вводить теплую дейтериевую плазму непосредственно в окрестность средней плоскости. Эта задача в значительной степени облегчается тем, что даже без ЭЦРН в продольном распределении плотности горячих ионов должна быть яма протяженностью в 50 см и глубиной  $\Delta n/n_a = 18\%$ . Пробочное отношение в точках максимума плотности  $R_w = 1,25$ .

В плазме пробкотрона в диапазоне  $T_e = 0,3 \div 1$  кэВ длины про-

бега франк-кондоновских дейтонов  $n\lambda_{cx} = 1,9 \div 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  и  $n\lambda_i = 5,6 \div 5,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Подводимый к поверхности плазмы на радиусе  $a_m = 10 \text{ см}$  поток дейтерия будет проникать до радиуса  $a \sim 4,3 \text{ см}$ , что достаточно для подавления градиентных неустойчивостей. При гауссовском распределении горячей плазмы в этой области

$$\langle n_h \rangle \approx 0,3 \hat{n}, \quad \langle n_h^2 \rangle \sim 0,11 \hat{n}^2.$$

Геометрический объем теплой плазмы на длине ямы  $V_w \sim 1,3 \cdot 10^4 \text{ см}^3$ .

Для стабилизации микронеустойчивостей в условиях с наклонной инжекцией в пробкотроне с большим пробочным отношением, по-видимому, достаточно иметь в средней плоскости теплую плазму плотностью  $n_w \sim 5\% \cdot n_h$ . При этом глубина потенциальной ямы

$$\Delta\varphi = T_e \ln \left( 1 + \frac{\Delta n - n_w}{n_a} \right) \sim 0,12 \cdot T_e.$$

В условиях  $n_w \ll n_h$  и  $T_w \ll \langle \epsilon_i \rangle_h$  время жизни теплых ионов в потенциальной яме будет определяться в основном их нагревом горячими ионами

$$\tau_e^{ii} = A_e \cdot \epsilon, \quad \text{где } A_e = \frac{1}{4 \sqrt{2\pi}} \frac{\sqrt{M}}{e^4 \Lambda_{ii}} \frac{\sqrt{T_h}}{n_h}. \quad (39)$$

Здесь и далее  $\epsilon$  — энергия теплового иона. Вследствие того, что  $\tau_e^{ii} \propto \epsilon$ , время жизни в потенциальной яме, равное, в среднем, времени ускорения иона до энергии потенциального барьера, будет равным

$$\tau_e^{ii}(\epsilon_0 = \Delta\varphi).$$

Формально продольное «пастуховское» время жизни в слабонарастающем магнитном поле

$$\tau_{||} \sim 2\tau_i \frac{\Delta\varphi}{T_w} \exp \left( \frac{\Delta\varphi}{T_w} \right),$$

причем в рассматриваемых условиях

$$\tau_i(T_w) \approx \tau_e^{ii}(T_w) \sim \tau_e^{ii}(\epsilon_0).$$

Поскольку в этих условиях в потенциальной яме  $T_w \sim \Delta\varphi/2$ , то

$$\tau_{||} \sim 30 \tau_e^{ii}.$$

Таким образом, время жизни теплых ионов в потенциальной яме равно  $\tau_e^{ii}(\epsilon_0)$ .

После выхода из потенциальной ямы теплые ионы могут некоторое время удерживаться в магнитном поле, одновременно нагреваясь горячими ионами и электронами. Нагрев электронами в  $\sqrt{M/m}$  слабее и им можно пренебречь даже при  $T_e \sim T_{ih}$ . Время жизни теплых ионов в магнитном поле зависит от их углового распределения после выхода из потенциальной ямы. Для оценки мы не будем учитывать это обстоятельство, но одновременно пренебрежем большим пробочным полем за пределами потенциальной ямы, которое должно существенно увеличить время магнитного удержания некоторой части теплых ионов.

Итак, за время адиабатического (магнитного) удержания примем величину

$$\tau_d = A_d \cdot \epsilon, \quad \text{где } A_d \approx \frac{3}{8 \sqrt{2\pi}} \frac{\sqrt{M}}{e^4 \Lambda_{ii}} \frac{\sqrt{T_h}}{n_h} \lg R_w. \quad (40)$$

Оценим функцию распределения теплых ионов, вышедших из потенциальной ямы,  $f(\epsilon)$  с нормировкой  $\int_{\epsilon_0}^{\infty} f(\epsilon) d\epsilon = 1$ . Из решения системы уравнений

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{f}{\tau_d} \quad \text{и} \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{\epsilon}{\tau_e}$$

получим для  $\epsilon_0 \leq \epsilon \ll \langle \epsilon_i \rangle_h$

$$f(\epsilon) = \frac{\alpha - 1}{\epsilon_0} \left( \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \right)^\alpha, \quad (41)$$

где

$$\alpha = A_e/A_d > 1.$$

Среднее время жизни адиабатически удерживаемых ионов  $\tau_a$  определяется из выражения

$$\frac{1}{\tau_a} = \int_{\epsilon_0}^{\infty} \frac{1}{\tau_d} f(\epsilon) d\epsilon, \quad \tau_a = \frac{\tau_e(\epsilon_0)}{\alpha - 1}. \quad (42)$$



Суммарная плотность теплой плазмы  $n_w = n_{wq} + n_{wd}$ , где  $n_{wq}$  — амби-полярно удерживаемая часть;  $n_{wd}$  — адиабатически удерживаемая часть. Ток инжекции теплых ионов

$$I \sim \frac{n_{wd}}{\tau_a} = \frac{n_{wq}}{\tau_e(\epsilon_0)}$$

Отсюда доля относительно быстрых теплых ионов

$$\frac{n_{wd}}{n_w} = \frac{1}{\alpha}$$

В соответствии с (39, 40)  $\alpha = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{\lg R_w} = 6,9$ . Несмотря на то, что доля быстрых ионов относительно мала ( $\sim 15\%$ ), они играют важную роль в подавлении дрейфово-конусной неустойчивости. Это связано с тем, что фазовая скорость ДКН-возмущений  $\sim v_{Ti} \sqrt{q_i/r_s}$  достаточно высокая. Необходимый ток инжекции теплых ионов

$$I = \frac{\langle n_w n_h \rangle V_w}{n_h \tau_e(\epsilon_0)} \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \quad (43)$$

В табл. 9 приведены оцененные по изложенной схеме параметры, связанные с поддержанием теплой плазмы в средней части пробкотрона на уровне  $n_w = 5\% n_h$ .

Таблица 9

$T_e$	$\Delta\varphi$	$n\tau_e(\epsilon_0)$	$I$	$\frac{\langle \sigma_{сх} \rangle}{\langle \sigma \rangle}$	$I_{сх}$
1 кэВ	120 В	$5 \cdot 10^9$	1,8 А	3,4	1,4 А
300 эВ	36 В	$1,2 \cdot 10^9$	7,3 А	2,9	5,4 А

Из сравнения табл. 9 и 4 следует, что ввод газа в средней плоскости пробкотрона приводит к перезарядочным потерям горячих ионов из плазмы, значительно превышающим классические. Поэтому выгоднее создавать теплую плазму за счет притока ее из промежуточной области. Для этого необходимо увеличить подвод дейтерия в торец плазмы пробкотрона, примыкающий к промежуточной области. Однако не исключено, что окажется полезным вводить дейтерий в средней плоскости пробкотрона в меньшем количестве, так чтобы перезарядочные потери горячих ионов были на допустимом уровне.

Если эксперименты покажут, что в наружных областях плазмы пробкотрона и полукаспа ионно-циклотронные колебания на локальных циклотронных частотах окажутся достаточно интенсивными и будут приводить к существенным потерям горячей плазмы, возможен подвод некоторого количества газа к поверхности плазмы и в этих областях. Здесь теплые ионы могут удерживаться по Юшманову. Но для этого они должны иметь достаточно высокую поперечную скорость. Такую скорость они могут получить от электрического поля ограниченных ионно-циклотронных колебаний. На основании результатов известных экспериментов на установках ПР, 2ХПВ и ТМХ-У можно надеяться получить в наружных областях плазмы «приграничную» микроустойчивость без заметных дополнительных потерь плазмы.

Таблица 10

Продольное положение	$T_e = 1$ кэВ	$T_e = 300$ эВ
<b>Пробкотрон</b>		
Внешняя пробка	3 кВ	0,9 кВ
Средняя плоскость	6 кВ	1,8 кВ
Внутренняя пробка	1,6 кВ	1,3 кВ
<b>Промежуточная плазма</b>		
	1,6 кВ	1,3 кВ
<b>Полукасп</b>		
Внутренняя пробка	4,6 кВ	1,3 кВ
Поверхность $B_{\min}$	5 кВ	1,4 кВ
Кольцевая пробка	3 кВ	0,9 кВ

Функция распределения ионов зависит от продольного распределения потенциала. При больших перепадах потенциала в пробкотроне и полукаспе могут усилиться микроустойчивости. Поскольку ожидаемые токи инжекции теплых ионов несущественно превосходят классические значения токов инжекции горячих ионов и, вероятно, будут заметно меньше реальных токов инжекции последних, теплая плазма не должна приводить к значительному повышению отношения потенциалов в пробкотроне и полукаспе к электронной температуре. Поскольку токи инжекции ионов в пробкотрон и полукасп близки друг к другу, потенциал в пробкотроне не должен быть выше  $\sim 6T_e$ . Во внешних запробочных областях

имеет место перепад потенциала  $\sim 3T_e$  вследствие сильного расхождения плазменных потоков и особенностей в приграничных слоях на приемниках этих потоков.

В соответствии с этими оценками и продольным распределением плотности плазмы в табл. 10 приведены ориентировочные значения потенциалов в характерных местах концевой системы. Из табл. 10 видно, что ожидаемые перепады потенциалов и в пробкотроне, и в полукаспе много меньше средней энергии горячих ионов.

### ВАКУУМНЫЕ УСЛОВИЯ

Чтобы потери плазмы и ее охлаждение из-за поступления холодных частиц из окружающего пространства были несущественными, необходимо условие

$$I_r \ll I_\Sigma,$$

где  $I_\Sigma$  — суммарный захваченный ток инжектируемых атомов;  $I_r$  — эквивалентный ток атомов поступающего газа на поверхность плазмы:

$$I_r = 2 S \cdot \frac{en_r \langle v \rangle_r}{4},$$

где  $n_r$  и  $\langle v \rangle_r$  — плотность окружающего газа в молекулах на  $\text{см}^3$  и средняя тепловая скорость молекул. В пробкотроне плазму будет окружать в основном дейтерий, в полукаспе — водород. Поверхность плазмы в пробкотроне имеет площадь около  $5 \cdot 10^3 \text{ см}^2$ , в полукаспе — около  $7 \cdot 10^3 \text{ см}^2$ .

В табл. 11 приведены плотности молекул и давлений газа у поверхности плазмы, соответствующие значению  $I_r = I_\Sigma$ .

Таблица 11

$T_e$	Пробкотрон		Полукасп	
	$n_{D_2}, \text{ см}^{-3}$	$P_{D_2}, \text{ Тор}$	$n_{H_2}, \text{ см}^{-3}$	$P_{H_2}, \text{ Тор}$
1 кэВ	$1,9 \cdot 10^{10}$	$5,4 \cdot 10^{-7}$	$2,4 \cdot 10^{10}$	$6,8 \cdot 10^{-7}$
300 эВ	$4,5 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$1,05 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{-7}$

Как следует из табл. 11, при классических величинах токов атомов, захватываемых при инжекции, давление газа в окрестности плазмы должно быть не выше  $10^{-7} \text{ Тор}$ . Поскольку реальные токи инжекции могут быть в несколько раз больше, то и требования к вакууму соответственно могут ослабиться.

При выводе незахваченных частей атомарных пучков в специальные приемники суммарный вводимый в вакуумную систему поток атомов дейтерия и водорода, основную долю которого составляет поток теплых ионов, по классическим оценкам составляет  $\sim 10$  эквивалентных ампер. Этот поток должен поступать в виде ионов в торцевые приемники плазмы, напыляемые титаном. При 90% поглощении потока титаном для поддержания вакуума  $10^{-7} \text{ Тор}$  в приемниках плазмы необходима общая скорость откачки встроенными насосами около 1 млн. литров в секунду. В приемниках плазмы предусматривается установить по одному цилиндрическому сорбционному титановому насосу с температурой жидкого азота с суммарной (односторонней) площадью  $\sim 30 \text{ м}^2$ . При этом обеспечивается реальная скорость откачки около 2 млн. литров в секунду.

Превышение потока атомов, вводимых в плазму, над классическим значением соответственно повышает и допустимое давление в системе. Поэтому требуемая скорость откачки не увеличивается.

Поскольку плазма в полукаспе из-за меньшей плотности и толщины может оказаться более чувствительной к окружающему газу, то, возможно, окажется полезным с этой точки зрения несколько понизить внешнюю магнитную пробку в пробкотроне. В этом случае вся плазма из пробкотрона будет вытекать в сторону, противоположную полукаспу.

Откачка газа в вакуумных камерах непосредственно вокруг плазмы не имеет смысла, так как здесь трудно значительно превысить скорость откачки газа поверхностью плазмы. В районе плазмы необходимо устанавливать прогревные лайнеры, удовлетворяющие двум основным требованиям:

- 1) отсутствие на поверхности слоя газа, десорбирующегося под действием быстрых частиц и излучения из плазмы;
- 2) поглощение термализующейся доли быстрых атомов, попадающих на поверхность.

В камере пробкотрона, кроме лайнера, большую долю быстрых атомов перезарядки из плазмы будут принимать два специальных насоса от установки АМБАЛ с входными отверстиями диаметром 0,8 м и производительностью свыше 100 тыс. литров в секунду каждый.

## СТАРТОВЫЙ РЕЖИМ

Накопление горячей плазмы до стационарного уровня планируется производить с помощью мишенной плазмы, как и в установке АМБАЛ. Особенностью стартового режима в рассматриваемой концевой системе является необходимость поддерживать МГД-устойчивость плазмы вплоть до установления стационарного состояния по соотношению давлений плазмы в пробкотроне и в полукаспе.

Поддерживать МГД-устойчивость плазмы в стартовом режиме планируется методом стабилизации торцами. Для реализации этого имеются два средства:

- 1) плазменные пушки;
- 2) кольцевые газоразрядные ячейки.

Кольцевые газоразрядные ячейки устанавливаются в торцевых баках в потоке плазмы, вытекающем из ловушки (см. рис. 5). Каждая такая ячейка состоит из кольцевого холодного катода с С-образным сечением и двух кольцевых анодов с линейным сечением (рис. 7). Кольцевая щель катода устанавливается нормально к оси навстречу потоку плазмы. Аноды устанавливаются внутри катодной коробки около наружной и внутренней стенок. При этом поверхности анодов должны совпадать с магнитными поверхностями, поэтому кольцевые аноды должны иметь конусообразную форму. Кроме того, выступы в С-образном сечении катода должны немного перекрывать рабочие поверхности анодов. Поперечные размеры сечения газоразрядных ячеек небольшие — несколько сантиметров, диаметр же колец большой — до 1 м. Тем не менее конструкция кольцевых газоразрядных ячеек не представляется сколько-нибудь технологически сложной и трудоемкой, а для электропитания ячеек можно использовать

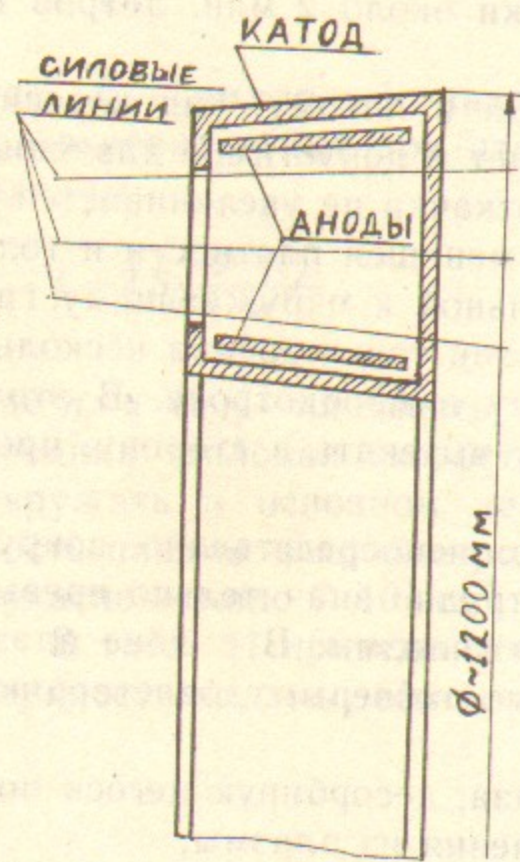


Рис. 7. Схематическое сечение газоразрядной ячейки.

стандартные блоки питания от магнито-разрядных насосов. Как показали, в частности, наши эксперименты с подобными газоразрядными ячейками, в них зажигается разряд с замкнутым хол-

ловским током электронов при достаточно глубоком вакууме и напряжении в несколько киловольт. Включение и выключение газоразрядных ячеек производится простым включением и выключением напряжения. Поступающий в ячейку поток плазмы будет существенно увеличивать плотность газоразрядной плазмы в ячейке. Так, при плотности потока плазмы  $\sim 1 \text{ мА/см}^2$  средняя плотность атомных частиц в ячейке будет  $\approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Представляется, что такой плотности в кольцевом разряде вполне достаточно для торцевой стабилизации желобковой неустойчивости.

Для накопления горячей плазмы планируется использовать готовые кольцевые плазменные пушки и стартовые инжекторы СТАРТ-2, разработанные для установки АМБАЛ. Возможно применение также цилиндрических пушек с диаметром плазменной струи  $\sim 5 \text{ см}$ , трудоемкость изготовления которых меньше трудоемкости изготовления кольцевых пушек.

Имеется несколько вариантов осуществления стартового режима. Опишем один из них, реализуемый с помощью только одной плазменной пушки. На оси системы за внешней пробкой пробкотрона в торцевом баке устанавливается кольцевая плазменная пушка в соленоиде с нарастающим во времени магнитным полем. Экспериментальные результаты [9] позволяют надеяться на прохождение плазменной струи в пробкотрон без значительных потерь, если поле в его пробке превышает поле в области плазменной пушки не более чем в 20—30 раз. Примем начальное значение поля пушки  $\sim 3 \text{ кГс}$ . При этом кольцевой поток плазмы из пушки со средним диаметром 13 см в средней плоскости пробкотрона будет иметь средний диаметр 5—6 см и максимальную плотность  $\sim 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Соответствующая средняя плотность мишенной плазмы в цилиндре диаметром  $\sim 7 \text{ см}$   $\bar{n}_m \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Вслед за плазменной пушкой включаются два инжектора СТАРТ-2, которые обеспечивают поток атомов дейтерия с энергией 20 кэВ и максимальной плотностью в пробкотроне  $j_b \sim 0,6 \text{ А/см}^2$  (без уменьшения вытягивающего зазора в ИОС). Регулировкой зазоров в ИОС максимальную плотность дейтонов от стартовых инжекторов можно увеличить до  $\sim 1 \text{ А/см}^2$ . Средний размер пучков по оси  $z$  пробкотрона, приведенный к максимальной плотности, с гауссовским полуразмером  $\Delta z_s = 9 \text{ см}$

$$L_b \approx 2 \sqrt{\pi} \cdot \frac{\Delta z_s}{\sin \theta_l} = 36,8 \text{ см.}$$

Полное сечение захвата дейтонов на мишенной плазме  $\sigma_c = 1,1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ . За время стартовой инжекции дейтонов  $t_b = 200 \text{ мкс}$ , в течение которого можно пренебречь потерями ионов из ловушки, в цилиндре с мишенной плазмой накопятся горячие ионы с плотностью в средней плоскости пробкотрона

$$\langle n_a(a) \rangle = \frac{\hat{n}}{\langle n(z) \rangle} \frac{L_b}{L} \sigma_c n_m \frac{j_b t_b}{e} = 3 \div 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}.$$

Пока мишенная плазма контролируется плазменной пушкой, время жизни горячих ионов будет определяться их торможением на электронах

$$n\tau_e^{ie} = 10^{13} \cdot \frac{\mu}{\Lambda_{ei}} T_e^{3/2} \text{ кэВ}.$$

Хотя электроны будут нагреваться горячими ионами, но при контакте с плазменной пушкой температура электронов не может существенно возрасти. При  $T_e \sim 30 \text{ эВ}$   $n\tau_e^{ie} \sim 0,9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ . При  $n \sim n_m \lesssim 10^{14} \text{ см}^{-3}$   $\tau_e^{ie} \gtrsim 10^{-4} \text{ с}$ . Время вытекания мишенной плазмы из пробкотрона при  $T \sim 30 \text{ эВ}$

$$\tau_m \sim 2RL/v \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}.$$

Магнитное поле плазменной пушки увеличивается по синусоидальному закону до  $\sim 12 \text{ кГс}$  с полной длительностью фронта  $\sim 1 \text{ мс}$ . При этом средний радиус трубчатой струи возрастает от  $\sim 3 \text{ см}$  за  $400 \text{ мкс}$  до  $5 \text{ см}$  и далее до  $\sim 7,5 \text{ см}$ . Вслед за расширением трубчатой струи мишенная плазма из приосевой полости будет вытекать, там начнет повышаться электронная температура, ослабляться торможение захваченных ионов и увеличиваться их время жизни. Одновременно со стартовыми инжекторами будут включены основные два инжектора ИНАК, которые будут поддерживать горячую плазму в приосевой области, и после смещения мишенной плазмы на периферию начнут накапливать плазму и в этой области. Умеренная радиальная диффузия мишенной плазмы едва ли существенно изменит стартовый режим в пробкотроне. Разумеется, динамика накопления горячей плазмы в пробкотроне должна оптимизироваться экспериментально регулировкой ряда параметров.

После перемещения на периферию плазменная струя будет проходить по рабочему сечению полукаспа. Поддувом водорода

между промежуточной пробкой и полукаспом можно при необходимости увеличить плотность мишенной плазмы в полукаспе.

С момента появления плазмы в рабочей области полукаспа необходимо начать накопление плазмы в полукаспе. Этот процесс можно реализовать за время  $\sim 200 \text{ мкс}$  при использовании инжекторов СТАРТ-2 с фокусирующими магнитными линзами. Работа этих инжекторов с фокусировкой протонов перед перезарядкой в атомы проверена экспериментально. С помощью двух стартовых инжекторов можно получить в области полукаспа атомарные пучки с плотностью тока до  $6-8 \text{ А/см}^2$ .

Не исключена возможность накопления горячей плазмы и только с помощью основных инжекторов. Здесь даже в классическом режиме время жизни плазмы короткое ( $7-9 \text{ мс}$ ). Полное сечение захвата инжектируемых атомов в мишенной плазме  $\sigma_c \approx 1,15 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ , а сечение ионизации в стационарном режиме  $\Sigma \sigma_i \sim 3,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ . Таким образом, время накопления горячей плазмы при классических значениях атомарного тока инжекции составляет  $2-3 \text{ мс}$ . Если реальные токи инжекции окажутся в  $2-3$  раза больше классических, возможно накопление горячей плазмы за  $\sim 1 \text{ мс}$ .

Итак, за время работы плазменной пушки  $\sim 1,5 \text{ мс}$  можно выйти на режим, близкий к стационарному, при этом МГД-устойчивость будет все время обеспечиваться плазменной пушкой. Важно, что в конце описанного варианта стартового режима радиальное распределение горячей плазмы в пробкотроне будет благоприятным для подавления перестановочных мод  $m \geq 2$  во внутренней области полукаспа.

Подбор необходимого соотношения пиковых давлений не представляет большого труда. Благодаря высокой стабильности пучков, генерируемых инжекторами ИНАК, нетрудно поддерживать это соотношение с точностью в десятки процентов. Разумеется, это будет возможно, если плазма будет вести себя относительно спокойно.

#### ВЛИЯНИЕ МИКРОНЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

Адиабатическое удержание плазмы в пробкотронах исследовалось во многих экспериментах. Наблюдавшиеся наиболее опасные при плотности плазмы  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$  ионно-циклотронные неустойчи-

ности ДКН и ДАН являются следствием анизотропии функции распределения ионов. Последняя зависит от пробочного отношения, пич-угла инжектируемых ионов, относительной электронной температуры и продольного распределения электрического потенциала между пробками. Наилучшие результаты по подавлению микронеустойчивостей в относительно плотной и горячей плазме достигнуты на установках ПР-6 и 2ХИВ. В этих пробкотронах удерживалась достаточно спокойная плазма и в лучших режимах было достигнуто близкое к классическому время жизни плазмы.

Условия адиабатического удержания плазмы в пробкотроне концевой системы существенно благоприятнее, чем в упомянутых установках. Кроме того, они не хуже, чем в концевых пробкотронах установки ТМХ-У, в которых впервые не детектировались наиболее опасные микрофлуктуации на основной циклотронной частоте.

Микронеустойчивости уменьшают время жизни горячих ионов, что приводит к понижению электронной температуры из-за уменьшения времени их нагрева. Однако при этом средняя энергия удерживаемых ионов мало изменяется, так как увеличение скорости торможения на электронах компенсируется уменьшением времени их жизни.

Из-за уменьшения времени жизни ионов потребуется увеличивать ток инжекции. Планируемые две ионные пушки ИНАК для пробкотрона обеспечивают ток инжекции атомов дейтерия до 28 А без изменения ИОС. Если удастся сохранить электрическую прочность ускоряющего промежутка в пушках ИНАК при переходе на дейтерий с соответствующей регулировкой зазоров в ИОС, то инжектор с двумя пушками ИНАК позволит получить атомарные пучки с общим током до 40 А. Из сравнения с табл. 2 мы видим, что по пробкотрону имеется запас по току инжекции в пробкотрон в 15—7 раз, а с учетом потерь на перезарядку (табл. 9) — в 10—4 раза. В принятой конструктивной схеме пробкотрона предусматривается возможность постановки двух инжекторов. Это означает, что при необходимости ток инжекции можно увеличить еще в два раза, соответственно возрастет и запас.

Условия адиабатического удержания плазмы относительно микронеустойчивостей в полукаспе менее благоприятные, чем в упомянутых выше пробкотронах ПР-6 и 2ХИВ. Вследствие сравнительно более высокой электронной температуры ( $T_e = 300 \div 1000$  эВ), составляющей 5—15% от средней энергии ионов, в плазме полукаспа формируется достаточно высокий амбиполярный потенциал и,

соответственно, образуется большая «дыра» в функции распределения ионов по скоростям. Однако при совместной работе полукаспа с пробкотроном ожидается ослабление перепада потенциала между средней поверхностью и пробками в полукаспе. По оценкам, приведенным в табл. 10, этот перепад может составлять 0,5—2 кВ (около двух электронных температур), что значительно меньше средней энергии горячих ионов. По сравнению с пробкотроном 2ХИВ градиентный поперечный размер в ионных гирорадиусах в полукаспе в  $\sim 2$  раза больше, что более благоприятно для подавления ДКН.

Уменьшение времени жизни ионов в полукаспе можно компенсировать увеличением тока инжектируемых ионов. На основе ионных источников ИНАК можно создать источники ионов с низкой эмиссионной температурой 0,2—0,3 эВ за счет отказа от формирования эмиссионной поверхности с помощью магнитной стенки [10]. При переходе в этих источниках к двумерной фокусирующей оптике с малыми абберациями можно получать сходящиеся протонные пучки с угловым разбросом  $\sim 10^{-2}$  рад и током 15—20 А при энергии 6 кэВ. Оценки показывают, что на базе таких протонных пушек можно создать атомарный инжектор для полукаспа с потоком атомов водорода на плазму в 50—70 А и плотностью в плазме  $\sim 3$  А/см<sup>2</sup>. Из сопоставления этих параметров с данными табл. 4 и 4,а следует, что такой инжектор обеспечивает запас по инжекции ионов в полукасп в 3—5 раз.

Как уже отмечалось, уменьшение времени жизни ионов из-за микронеустойчивостей не приводит к существенному изменению средней энергии ионов. Можно надеяться, что величина гирорадиуса в пробкотроне останется в пределах, указанных в табл. 1. Поэтому не изменятся и условия стабилизации перестановочных МГД-мод с  $m \geq 2$  за счет эффекта КЛР.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанный вариант 1-й очереди эксперимента АМБАЛ-М, сформулированный в этом виде осенью 1984 года, прежде всего учитывает возможности его относительно быстрой реализации. Он базируется на оборудовании, разработанном и в основном изготовленном и испытанном для установки АМБАЛ, а также на обеспечении помещениями и энергетическим оборудованием, запланированным в строящемся корпусе для установки АМБАЛ-М.

Вследствие аксиальной симметрии и проработки конструкции, рассчитанной только на хорошо освоенную технологию, с учетом новых возможностей для более простой реализации ряда узлов, концевая магнито-вакуумная система не требует больших затрат и ее техническую работоспособность можно гарантировать. На рис. 8 схематично представлена конструктивная схема магнито-вакуумной концевой системы.

Магнитная система с круглыми катушками с общим весом меди около 6 тонн существенно дешевле магнита одного пробкотрона с обмотками типа Инь-Янь установки АМБАЛ.

В отличие от установки АМБАЛ здесь не предусматривается двойная вакуумная камера. Значительно упрощается конструкция прогревного ниобиевого лайнера. Общая площадь новых рубашек с жидким азотом для титановых сорбционных насосов в рассмотренной концевой системе меньше примерно в 3 раза, чем в установке АМБАЛ, и в 15 раз, чем в установке ТМХ-У. Испарители титана для напыления на азотные и другие откачивающие поверхности будут использованы от установки АМБАЛ без заметных изменений.

Важнейшей частью плазменного эксперимента является достаточно широкий набор диагностических средств. В данном случае имеется готовый, разработанный и подготовленный для установки АМБАЛ, комплект диагностической аппаратуры.

Основной целью 1-й очереди эксперимента АМБАЛ-М является исследование возможности МГД-стабилизации плазмы в осесимметричной амбиполярной ловушке. Прежде всего необходимо стабилизировать перестановочные моды  $m \geq 2$  за счет эффекта КЛР. При такой стабилизации могут возникать дополнительные кинетические неустойчивости. Исследование их и разработка методов их подавления примыкают к основной задаче.

В соответствии с предложением [11] при косо́й инъекции ионов имеется возможность МГД-стабилизации плазмы в пробкотроне за счет оптимизации продольного распределения магнитного поля. Необходимое распределение поля может быть достигнуто с помощью дополнительных катушек небольшого радиуса, устанавливаемых в вакууме вокруг плазмы пробкотрона. Такая возможность МГД-стабилизации плазмы в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М в настоящее время изучается и в случае удовлетворительных прогнозов будет также экспериментально исследована.

Следующей по важности целью эксперимента является исследование условий адиабатического удержания частиц в полукаспе.

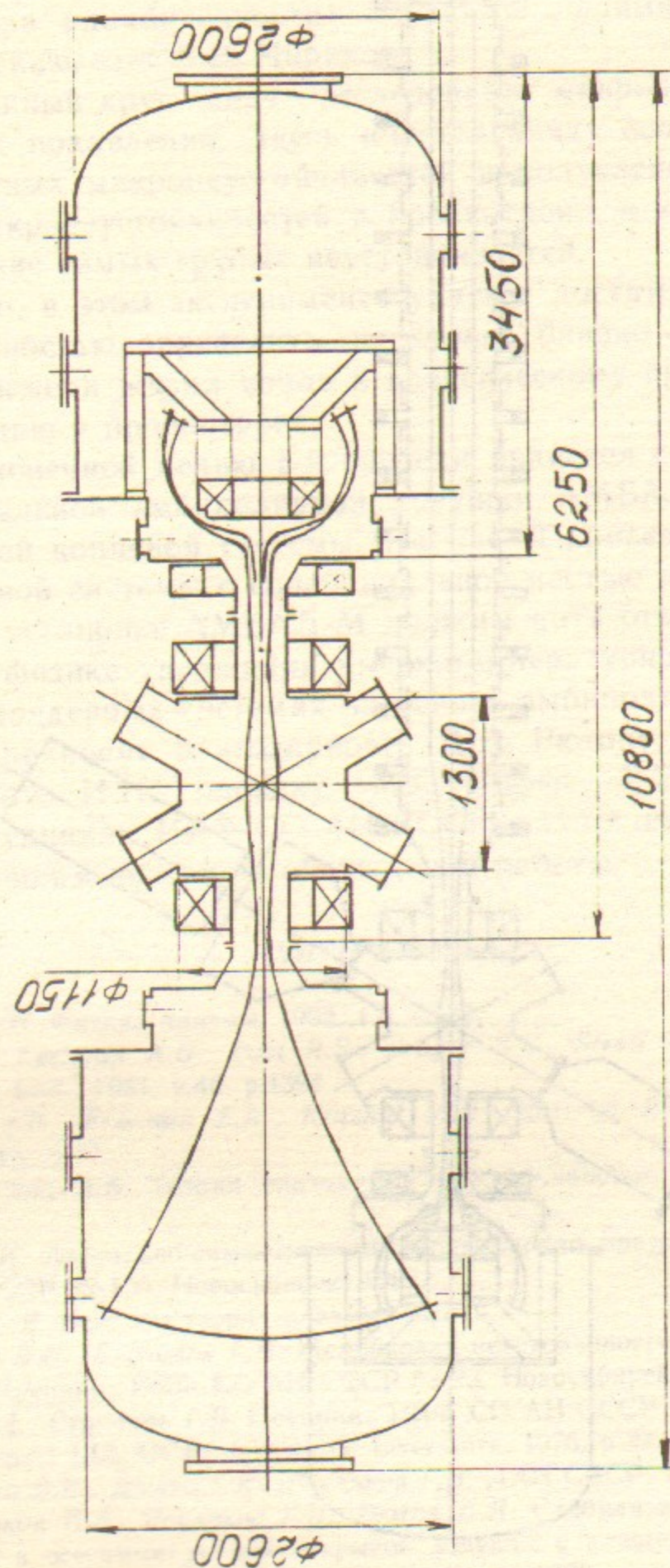


Рис. 8. Конструктивная схема магнито-вакуумной концевой системы.

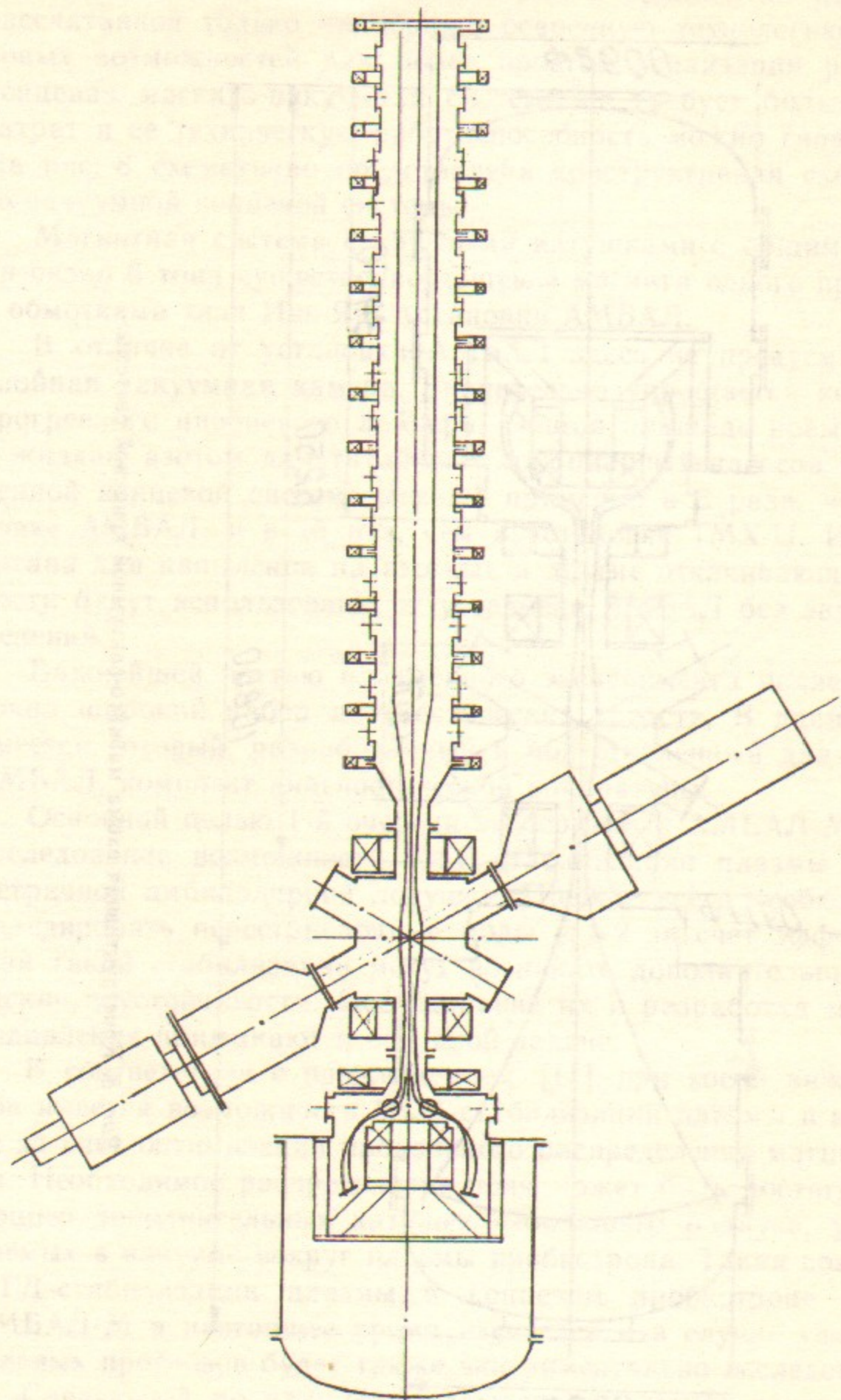


Рис. 9. Схема стыковки концевой системы с соленоидальной частью амбиполярной ловушки.

Эта задача может оказаться очень интересной, если будут обнаружены «острова адиабатичности» с узкими щелями между ними, как это предсказывает Б.В. Чириков.

Очень важный круг задач — исследование микронеустойчивостей и методов их подавления. Здесь имеется ввиду особенность поведения известных микронеустойчивостей в полукаспе и более слабые виды микронеустойчивостей в пробкотроне, в котором ожидается отсутствие самых грубых неустойчивостей.

Возможно, в этом эксперименте удастся достаточно надежно с хорошей точностью определить, насколько близко можно приблизиться по времени жизни ионов к классическому пределу по угловому рассеянию в пробкотроне.

Однако конечной целью 1-й очереди является создание полной экспериментальной амбиполярной ловушки АМБАЛ-М на основе исследованной концевой системы. На рис. 9 приведена схема стыковки концевой системы с соленоидальной частью ловушки. Эксперименты на установке АМБАЛ-М должны дать ответ на ключевые вопросы по физике удержания высокотемпературной плазмы в открытых термоядерных системах на основе амбиполярной ловушки.

Авторы приносят благодарность Д.Д. Рютову, Б.В. Чирикову, В.В. Арсенину, И.Н. Головину, М.С. Иоффе, Е.Е. Юшманову и другим сотрудникам ИЯФ СО АН СССР и ИАЭ им. И.В. Курчатова, принимавшим участие в обсуждении работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Арсенин В.В. Физика плазмы, 1982, т.8, с.484.
2. Hall J.H., Keelman A.G., Post R.S., Prager S.C., Strait E.S., Zarnstorf M.C. Phys. Rev. Lett., 1981, v.46, p.1394.
3. Bernstein I.B., Freeman E.A., Kruskal M.D., Kulsrud R.M. Proc. Roy. Soc., 1958, v.244A, p.17.
4. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей, т.2. М.: Атомиздат, 1971.
5. Димов Г.И. Аксиально-симметричная амбиполярная ловушка. Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-150. Новосибирск, 1982.
6. Чириков Б.В. Вопросы теории плазмы, вып.13.
7. Нагорный В.П., Ступаков Г.В. Желобковая неустойчивость плазмы в антипробкотроне. Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-23. Новосибирск, 1983.
8. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР 80-130, 1980.
9. Annual report LLL UCRL-50002-7G. Livermore, 1976, p.39—42.
10. Давыденко В.И., Димов Г.И., Росляков Г.В. ДАН СССР, 1983, т.271, с.1380.
11. Котельников И.А., Росляков Г.В., Рютов Д.Д. Стабилизация желобковых возмущений в осесимметричной открытой ловушке с плещущимися ионами. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-31. Новосибирск, 1986.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	стр. 3
Пробкотрон	6
Полукасп	10
МГД-устойчивость	16
Теплая плазма	27
Вакуумные условия	34
Стартовый режим	36
Влияние микронеустойчивостей	39
Заключение	41
Литература	45

Г.И. Димов, П.Б. Лысянский

**Амбиполярная ловушка АМБАЛ-М.  
Физическое обоснование 1-й очереди**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 16 мая 1986 г.  
Подписано в печать 27 мая 1986 г. МН 11762  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,6 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.  
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 102

---

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.