

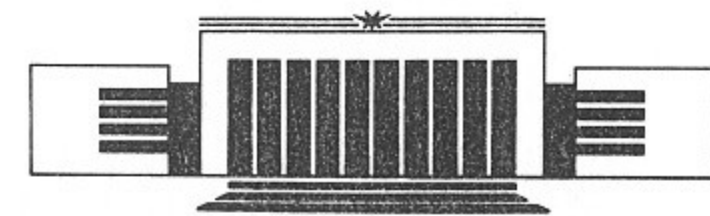


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Г.И. Будкера СО РАН

А.В.Аникеев, П.А.Багрянский,  
П.П.Дейчули, А.А.Иванов, А.Н.Карпушов,  
В.В.Максимов, А.А.Подыминогин,  
Н.В.Ступишин

МГД-УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В  
ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ,  
СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ  
АНТИПРОБКОТРОНОМ

ИЯФ 94-90



НОВОСИБИРСК

# МГД-УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ, СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ АНТИПРОБКОТРОНОМ

А.В.Аникеев, П.А.Багрянский, П.П.Дейчули,  
А.А.Иванов, А.Н.Карпушов, В.В.Максимов,  
А.А.Подыминогин, Н.В.Ступишин

Институт ядерной физики,  
им. Г.И. Будкера СО РАН  
630090, Новосибирск

## Аннотация:

В настоящей работе изложены результаты экспериментального исследования возможности МГД стабилизации плазмы в осесимметричной газодинамической ловушке (ГДЛ) при помощи дополнительного антипробкотрона (каспа). Изучены различные способы создания плазмы в каспе. Исследован газодинамический режим удержания плазмы антипробкотроне. Достигнуто МГД устойчивое удержание двухкомпонентной плазмы в газодинамической ловушке при нагреве атомарной инжекцией. Показано, что измеренный предел устойчивости хорошо соответствует предсказаниям теории, основанной на использовании энергетического принципа.

## 1 ВВЕДЕНИЕ

На установке ГДЛ (газодинамическая ловушка) [1] в Новосибирском Институте ядерной физики в течение ряда лет, начиная с 1986 года, ведется экспериментальное исследование предложенной в [2, 3] концепции удержания плазмы в открытой ловушке с большим пробочным отношением и длиной, превышающей среднюю длину рассеяния ионов в конус потерь. Существенное достоинство газодинамической ловушки состоит в возможности удержания в ней плазмы с  $\beta \simeq 1$ , что позволяет достичь высокой объемной плотности термоядерного энерговыделения при умеренной величине магнитного поля ( $\simeq 1\text{T}$ ).

Возможная схема термоядерного реактора на основе газодинамической ловушки рассматривалась ранее в [3]. Перспективы сооружения такого реактора с использованием уже освоенных промышленностью технологий в настоящее время не вполне ясны, т.к. единичная мощность и размеры реактора оказываются в этом случае неприемлемо большими. Однако, если отказаться от получения положительного энергетического выхода, вследствие высокой объемной плотности выхода нейтронов оказывается возможным создать довольно компактную установку, в которой плотность нейтронного потока будет составлять несколько мегаватт на квадратный метр. Наиболее важным практическим применением такой установки могло бы быть создание на ее основе интенсивного источника термоядерных (с энергией  $\sim 14\text{ МэВ}$ ) нейтронов для материаловедческих исследований и других приложений [4, 5, 6, 7, 8]. Исследования, ведущиеся на установке ГДЛ, в основном ориентированы на разработку физических основ проекта такого нейтронного источника.

Важной особенностью газодинамической ловушки является отмеченная в [2] возможность достижения магнитогидродинамической (МГД) устойчивости в рамках осесимметричной магнитной конфигурации. Эта возможность обусловлена сравнительно высокой плотностью плазмы в запробочных областях, где кривизна силовых  $\kappa$  линий благоприятна для устойчивости. При этом запробочные области – расширители играют роль эффективных МГД-стабилизаторов (см. рис.1а).

Проведенные эксперименты [9, 10] показали, что плазма в аксиально-симметричной газодинамической ловушке может быть достаточно эффективно стабилизирована с помощью торцевых ячеек - расширителей с благоприятной кривизной силовых линий. В этих экспериментах количественной мерой "качества" работы расширителей служил запас устойчивости  $Q_s$ , который определялся как абсолютная величина отношения средней кривизны силовых линий в МГД-стабилизаторах и в централь-



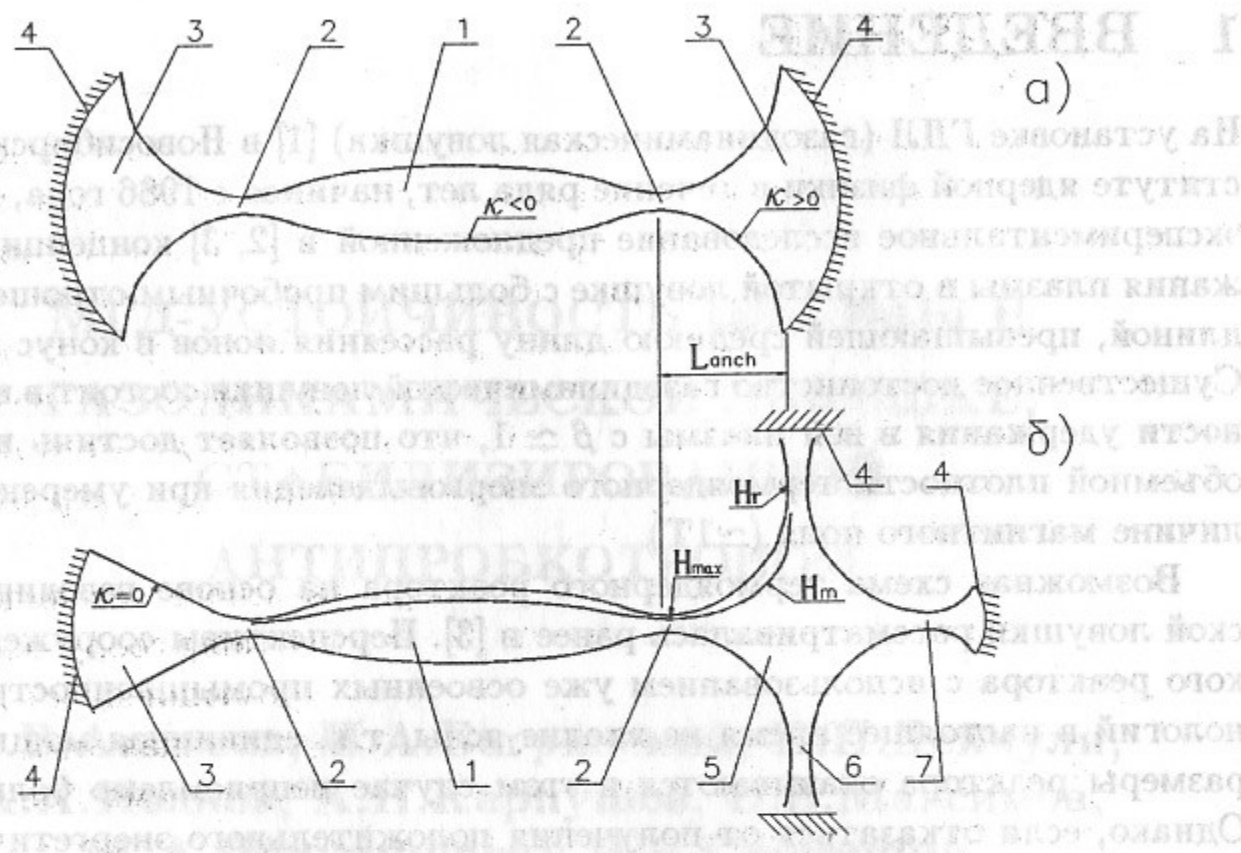


Рис. 1: Конфигурация магнитного поля в ГДП стабилизированной расширителем (а) и антипробкотроном (б):  
 1 - центральная ячейка (кривизна неблагоприятна); 2 - магнитные пробки; 3 - расширитель; 4 - приемники плазмы; 5 - антипробкотрон (касн); 6 - щель каспа; 7 - пробка каспа.

ной ячейке (где кривизна неблагоприятна для устойчивости). Более общее определение этого параметра дано ниже в разделе 5. Измеренный в экспериментах [10] запас устойчивости оказался не слишком большим -  $Q_s \sim 3$ . Некоторое его снижение по сравнению с ожидаемым ( $Q_s \sim 8$ ), по-видимому, не является принципиальным. Средняя кривизна силовых линий в расширителе определяется вкладом участков силовых линий с малым магнитным полем вблизи торцевой стенки. Вследствие этого можно добиться хорошего согласия экспериментально измеренного запаса устойчивости с расчетным за счет небольших изменений положения граничной поверхности, за которой вблизи торца нарушаются условия применимости гидродинамического подхода (ларморовский радиус ионов становится сравним с радиусом кривизны силовых линий)[10]. Принципиально, однако, что запас устойчивости не может быть сделан произвольно большим при наложении ограничений на величину наклона силовых линий к оси в расширителе, допустимую величину радиуса кривизны ( $\kappa \rho_i \leq 1$ ) и

максимальный радиус расширителя (он должен быть больше  $\rho_i$ ).

Вопрос о максимально достижимом запасе устойчивости при стабилизации расширителем рассматривался в работе [11]. Из результатов этой работы следует, что при наложении указанных ограничений существует некоторая оптимальная форма силовых линий, для которой вклад расширителя в среднюю кривизну силовых линий максимален. Благоприятный вклад "оптимального" расширителя в 1.5-2 раза больше расчетного для степенного профиля силовых линий [12], ранее использовавшегося для оценок запаса устойчивости. С точностью до несущественных численных множителей запас устойчивости при использовании "оптимального" расширителя  $Q_s \propto l_m / \rho_i R_m$  (здесь  $l_m$  - характерная длина изменения магнитного поля в центральной части ловушки,  $\rho_i$  - ларморовский радиус ионов и  $R_m = H_{max} / H_{min}$  - пробочное отношение). Входящие в это выражение величины достаточно жестко фиксированы, что и определяет узость границ изменения запаса устойчивости. Эти соображения предопределили интерес к поиску альтернативных МГД - стабилизаторов, обладающих большими запасами устойчивости и вместе с тем достаточно простыми в техническом исполнении.

В [13] было предложено использовать в качестве стабилизатора для газодинамической ловушки торцевую ячейку - касп, в котором истекающая через пробку плазма в адиабатической области удерживается в газодинамическом режиме. Предполагалось, что радиус кривизны силовых линий в области наибольшего градиента давления должен быть существенно больше ионного ларморовского радиуса, а требуемый запас устойчивости будет обеспечиваться за счет более высокой по сравнению с расширителем плотности захваченной плазмы.

Плазма в каспе (рис.1б) удерживается в газодинамическом режиме, если для всех силовых линий, проходящих через область удержания выполняется условие:

$$L_{anch} \gg \lambda_{ii} \ln R_c / R_c,$$

где  $L_{anch}$  - длина стабилизатора,  $\lambda_{ii}$  - средняя длина пробега иона относительно рассеяния на угол порядка единицы,  $R_c = H_r / H_m$  - пробочное отношение на данной силовой линии ( $H_r$  - поле в щели каспа,  $H_m$  - минимальное поле на данной силовой линии в каспе). Время жизни плазмы в каспе на данной силовой линии при этих условиях превышает время жизни плазмы в расширителе, которое в свою очередь близко к пролетному, в  $R_c$  раз, что приводит к росту плотности примерно в такое же число раз. Вследствие резкого увеличения плотности, несмотря на большее магнитное поле, удается получить в случае каспа запас устойчивости



для мелкомасштабных желобковых мод, локализованных в зоне адиабатичности, больший, чем для расширителей. Стоит также отметить, что увеличение времени жизни в каспе по сравнению с расширителем позволяет эффективно применять различные методы дополнительного нагрева плазмы, увеличивая тем самым еще более его стабилизирующие свойства.

## 2 Выбор параметров каспа.

Для предварительной оценки запаса устойчивости ловушки с каспом принималась следующая простейшая модель. Считалось, что время жизни частиц определяется скоростью газодинамического истечения плазмы из объема каспа через кольцевую щель и дополнительную пробку (см. Рис.2). Плотность плазмы в каспе считалась постоянной вдоль силовых линий, а профиль давления в направлении поперек силовых линий, на которых радиус кривизны больше ларморовского радиуса ионов (адиабатическая область), задавался в соответствии с профилем давления в центральной части ловушки. Для оценки величины давления в каспе на силовых линиях, лежащих в области адиабатичности, принималось, что обе половины каспа заполнены плазмой и давление одинаково на симметричных силовых линиях, а температура плазмы постоянна и равна температуре в центральной части ловушки на данной силовой линии. Тогда плотность плазмы и ее давление определяются балансом потоков частиц, вытекающих в касп из ловушки и вытекающих через кольцевую щель и внешнюю пробку:  $P = P_0 \frac{1}{H_{max}} / (\frac{2}{H_r} + \frac{1}{H_m^*})$ , где  $H_m^*$  — поле во внешней пробке. Соответственно, запас устойчивости для мелкомасштабных желобковых мод, локализованных в адиабатической области, оценивался следующим выражением (без учета непараксиальных членов):

$$Q_s = \frac{H_r \int \kappa dl / r H^2}{H_{max} (2 + H_r / H_m^*) \int \kappa dl / r H^2}$$

Интеграл от кривизны в числителе этого выражения берется по силовой линии в каспе, а в знаменателе — по силовой линии в центральной части ловушки.

Параметры каспа выбирались с учетом следующих ограничений:

1. Для того, чтобы избежать уширения профиля из-за развития дрейфовых неустойчивостей [14, 15, 16], размер плазмы в кольцевой щели каспа должен быть больше четырех ионных ларморовских

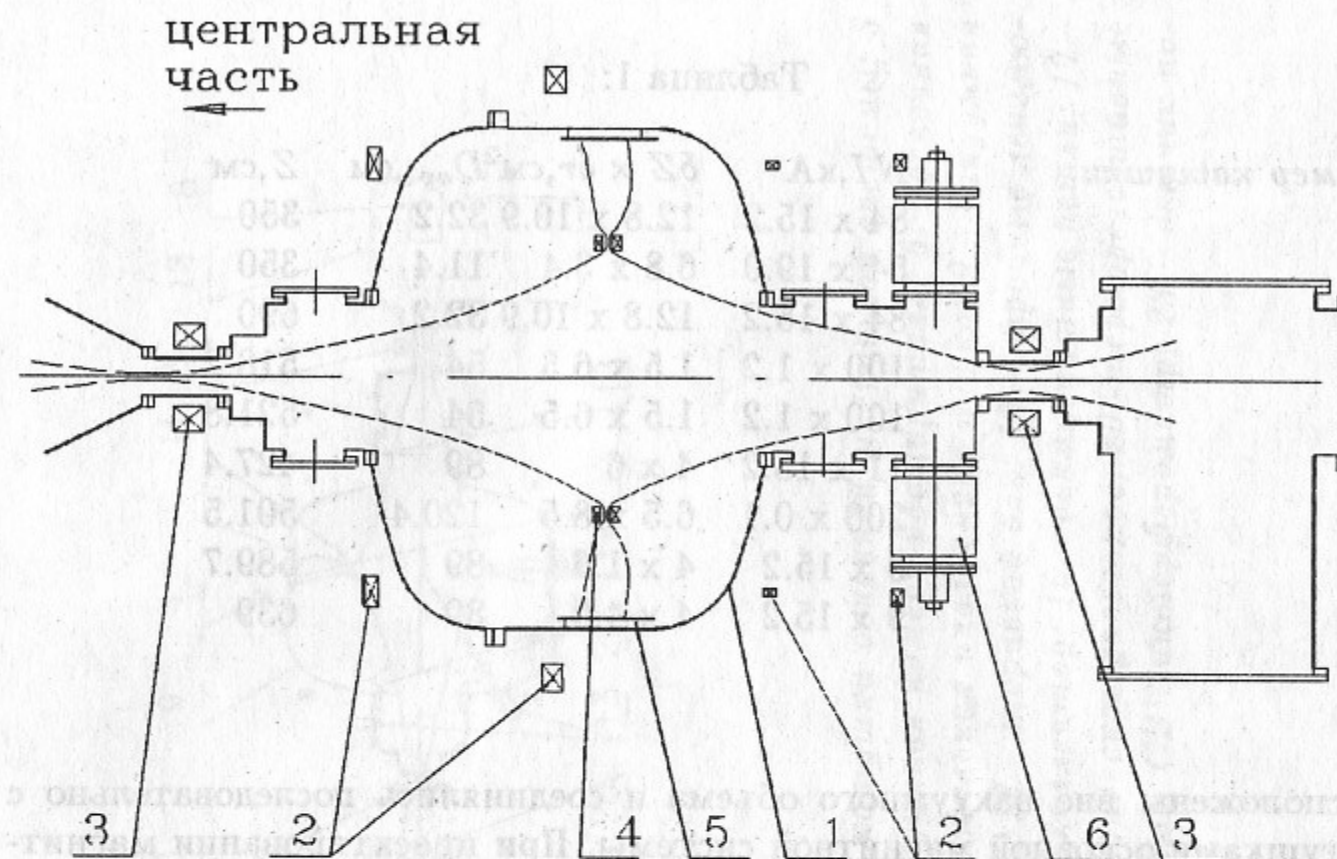


Рис. 2: Схема МГД-стабилизатора каспа.

1 — торцевой бак; 2 — согласующие катушки; 3 — пробочные катушки; 4 — катушки каспа; 5 — приемник плазмы; 6 — титановый испаритель.

радиусов, вычисленных по электронной температуре. Это условие приводит к ограничению радиуса щели каспа  $r_c$ , а именно:  $r_c \leq r_p^2 / 4\rho_i$  (где  $r_p$  — радиус плазмы в центре ловушки).

2. В соответствии с данными, полученными в экспериментах с расширителем, радиус кривизны на силовых линиях, соответствующих максимуму градиента плотности ограничен снизу величиной  $3\rho_i$ .
3. На этих силовых линиях величина  $\beta \leq 0.3$ .

Полученные в результате оптимизационных расчетов параметры катушек магнитной системы каспа приведены в Таблице 1.

Катушки, формирующие поле в кольцевой щели каспа, были установлены внутри вакуумной камеры и имели независимый источник питания. Катушки 5 — 7 служили для коррекции формы силовых линий. Они были



Таблица 1:

Номер катушки	$NI, \text{kA}$	$\delta Z \times \delta r, \text{cm}^2$	$D_{\text{ср.}}, \text{cm}$	$Z, \text{cm}$
1a	84 x 15.2	12.8 x 10.9	32.2	350
16	54 x 19.0	6.8 x 3.4	11.4	350
2	84 x 15.2	12.8 x 10.9	32.2	690
3	100 x 1.2	1.5 x 6.5	54	518.2
4	100 x 1.2	1.5 x 6.5	54	521.8
5	11 x 15.2	4 x 6	89	427.4
6	200 x 0.1	6.5 x 8.5	120.4	501.5
7	3 x 15.2	4 x 1.6	89	589.7
8	9 x 15.2	4 x 4.9	89	639

расположены вне вакуумного объема и соединялись последовательно с катушками основной магнитной системы. При проектировании магнитной системы была предусмотрена возможность оперативного перехода на работу с расширителем за счет отключения части катушек и корректировки токов в остальных.

Расчеты, проведенные для силовой линии с радиусом 10 см в центре ловушки, дали запас устойчивости  $\sim 8$  при пробочном отношении  $R_m = 75$ . При плотности плазмы в ловушке  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e = 50 \text{ эВ}$  расчетное максимальное значение  $\beta$  на этой силовой линии в каспе равно 0.1 и  $\kappa r_i \leq 0.2$ .

Приведенные выше предварительные оценки показали, что в условиях экспериментов на установке ГДЛ касп может обеспечить существенно больший запас устойчивости по сравнению с расширителем.

Нами были проведены эксперименты по изучению порога МГД-устойчивости в газодинамической ловушке, стабилизированной каспом, в режимах с нагревом атомарной инжекцией. При этом также исследовались различные способы создания плазмы в каспе и удержание плазмы в нем.

### 3 Экспериментальная установка и диагностический комплекс.

На Рис.3 схематично показана экспериментальная установка. Ее более подробное описание можно найти в [1, 17, 18].

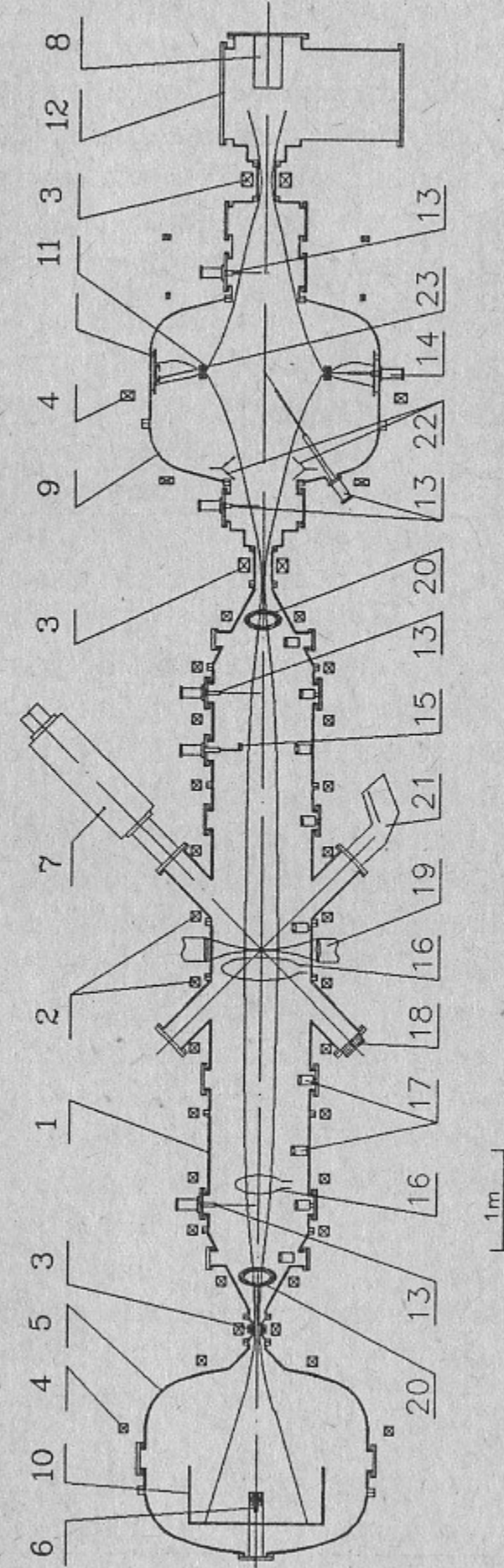


Рис. 3: Стена установки ГДЛ: 1 - вакуумная камера; 2 - катушки основной магнитной системы; 3 - пробочные катушки; 4 - катушки расширителя; 5 - вакуумная камера расширения; 6 - основная плазменная пушка; 7 - атомарные инжекторы; 8 - дополнительная плазменная пушка; 9 - вакуумная камера каспа; 10 - приемники плазмы; 11 - катушки каспа; 12 - торцевой бак; 13 - тройные ленгмюровские зонды; 14 - одинарный зонд в щели каспа; 15 - микроколлектор; 16 - диамагнитные петли; 17 - болометры; 18 - приемники пучков инжекторов; 19 - томоновское рассеяние; 20 - терморезистивные лимитеры; 21 - анализатор нейтралов перезарядки; 22 - 8 мм СВЧ-интерферометр; 23 - датчик потока ионов.



Ловушка заполнялась теплой плазмой при помощи плазменного источника [1], расположенного в одном из торцевых баков. Силовые линии магнитного поля в расширителе, где располагался источник, в данных экспериментах были близки к прямым, так что этот расширитель не мог вносить заметный вклад в устойчивость системы. Дополнительный плазменный источник был установлен с противоположной стороны за выходной пробкой каспа и позволял независимо заполнять плазмой касп. Атомарная инжекция осуществлялась с помощью 6 инжекторов типа "СТАРТ-3" [19]. Основные параметры установки ГДЛ приведены в Таблице 2.

Таблица 2: Параметры установки ГДЛ.

Параметр	величина
Полная длина установки	14м
Расстояние между пробками	7м
Магнитное поле:	
в пробках	2.5 – 15 Т
в центральной плоскости	0.22 Т
в щели каспа	1.76 Т
во внешней пробке каспа	5 Т
Рабочее давление (перед инжекцией плазмы)	$5 - 20 \times 10^{-7}$ Торр
Радиус катушек каспа	54. см
Ширина плазмы в щели каспа	0.6 см
Мишенная плазма:	
Плотность на оси	$0.1 - 2 \times 10^{14} \text{см}^{-3}$
Радиус (по уровню $e^{-1}$ )	5 – 10 см
Атомарная инжекция:	
Энергия	8 – 15 кэВ
Суммарная мощность пучков	до 4 МВт
Угол инжекции	45°
Длительность инжекции	1.2 мсек
Плотность быстрых ионов в точках отражения	до $3 \times 10^{12} \text{см}^{-3}$
Электронная температура при нагреве атомарной инжекцией	до 45 эВ
Энергосодержание мишенной плазмы при нагреве атомарной инжекцией	~ 50 Дж
Энергосодержание популяции быстрых ионов	до 200 Дж

Последовательность работы основных систем установки была следующей. Первым включался плазменный источник, заполнявший центральную ячейку. Время его работы составляло 3 – 3.5 мс. Атомарная инжекция начиналась за 200 – 300 мкс до выключения источника и имела длительность до 1.2 мс. Дополнительный источник плазмы при необходимости включался за 700 мкс до выключения основного. Длительность его работы варьировалась от 0.3 до 1.4 мс, что позволяло изменять плотность плазмы в каспе в широких пределах.

Радиальные профили плотности и температуры плазмы в центральной ячейке и двух половинках каспа измерялись с помощью подвижных тройных ленгмюровских зондов. Распределение плотности потока плазмы поперек щели каспа измерялось одиночным ленгмюровским зондом. Линейная плотность в ближней к центральной ячейке половине каспа контролировалась с помощью 8 мм СВЧ-интерферометра.

Радиус плазмы ограничивался специальными терморезистивными лимитерами, по изменению сопротивления которых можно было судить о мощности поперечных потерь энергии.

Эксперимент по изучению границы устойчивости заключался в измерении энергетического времени жизни и времени жизни вещества в центральной ячейке при различных соотношениях между энергосодержанием плазмы в центральной ячейке и каспе. Для расчета запаса устойчивости использовались данные измерений радиальных профилей плотности и температуры, полученные с помощью подвижных тройных зондов, а также данные о функции распределения быстрых ионов по энергиям и питч-углам, полученные с помощью анализатора атомов перезарядки [20]. Радиальный профиль плотности быстрых ионов измерялся с помощью специальных микроколлекторов [21]. Энергетическое время жизни и время жизни частиц определялись из энергетического и материального баланса основной плазмы и популяции быстрых ионов. Необходимые для определения энергобаланса данные измерялись с помощью диагностической системы [18], включавшей в себя помимо ленгмюровских зондов и микроколлекторов также томсоновское рассеяние, диамагнитные петли, измерители ослабления атомарных пучков, набор пироэлектрических болометров и др. На Рис.3 схематично показано размещение основных диагностик на установке.



#### 4 Накопление и удержание плазмы в каспе.

При заполнении каспа потоком плазмы из центральной ячейки в принципе возможны два стационарных состояния, соответствующие различным режимам течения, когда скорость течения плазмы в каспе сверхзвуковая, либо дозвуковая. Очевидно, что в первом случае плотность плазмы в каспе должна быть значительно меньше, чем во втором. Образованию сверхзвукового потока могло бы способствовать то обстоятельство, что поле во входной пробке существенно больше поля в щели каспа. На Рис.4 показан радиальный профиль плотности в каспе в момент выключения плазменного источника при заполнении из центральной ячейки в отсутствие атомарной инжекции. Профиль дан в пересчете по магнитному потоку на центральную плоскость ловушки. Характерный провал плотности вблизи оси, по-видимому, есть следствие "срыва" ионов с си-

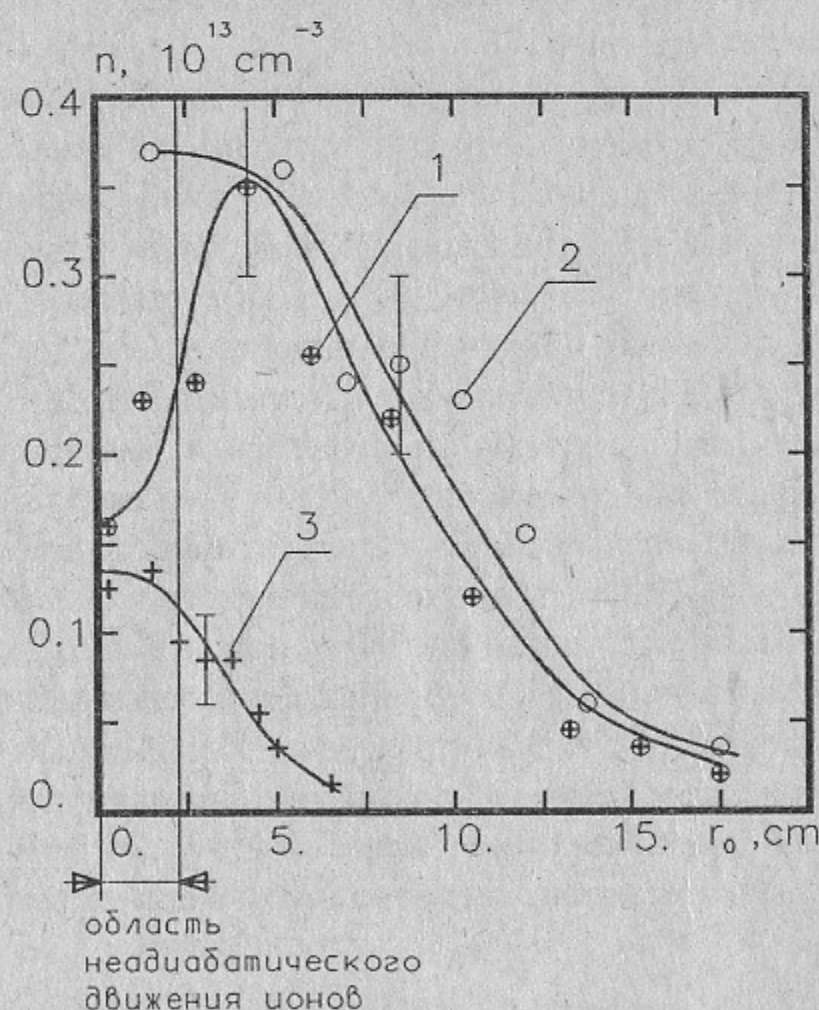


Рис. 4: Профиль плотности в каспе: 1 – экспериментальные точки; 2 – расчет; 3 – экспериментальные точки в дальней половине каспа.

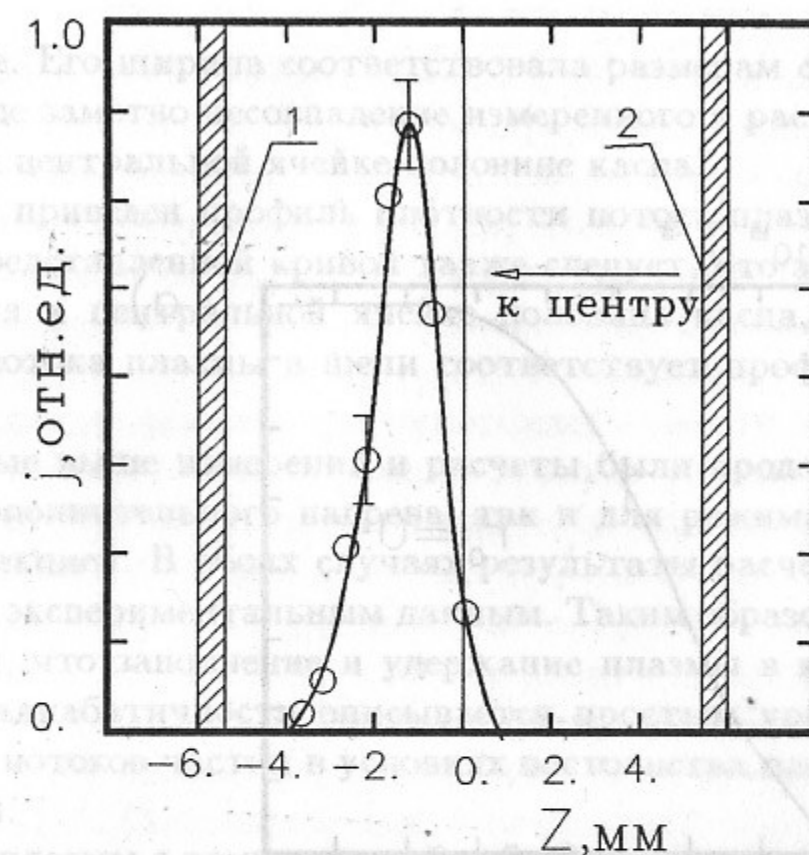


Рис. 5: Профиль плотности в щели каспа: 1, 2 – положение лимитеров.

ловых линий в области неадиабатичности.

Для сравнения на Рис.4 представлен также расчетный профиль, полученный из решения нестационарного уравнения баланса, учитывающего экспериментально измеренные временные зависимости плотности и температуры плазмы в центральной ячейке и каспе. В расчетах предполагалось, что на истечение плазмы из центральной ячейки не влияют параметры плазмы в каспе, поскольку плотность плазмы в каспе в этом режиме была в 5 – 10 раз меньше ее плотности в центральной части ловушки. Кроме того, в расчетах пренебрегалось течением плазмы в каспе. Измеренные и расчетные профили плотности в каспе совпадали с точностью до ошибок измерений. Были проведены измерения распределения плотности вдоль силовых линий в каспе с помощью подвижных зондов, установленных на различных расстояниях вдоль оси. С точностью ~ 20%, которая может быть объяснена различием площадей собирающей поверхности зондов, плотность была постоянной вдоль силовых линий. Это позволяет сделать вывод, что в условиях описываемых экспериментов в каспе реализовался дозвуковой режим течения. На Рис.4 также показано радиальное распределение плотности для второй (дальней от центральной ячейки) половины каспа. Видно, что распределение относи-



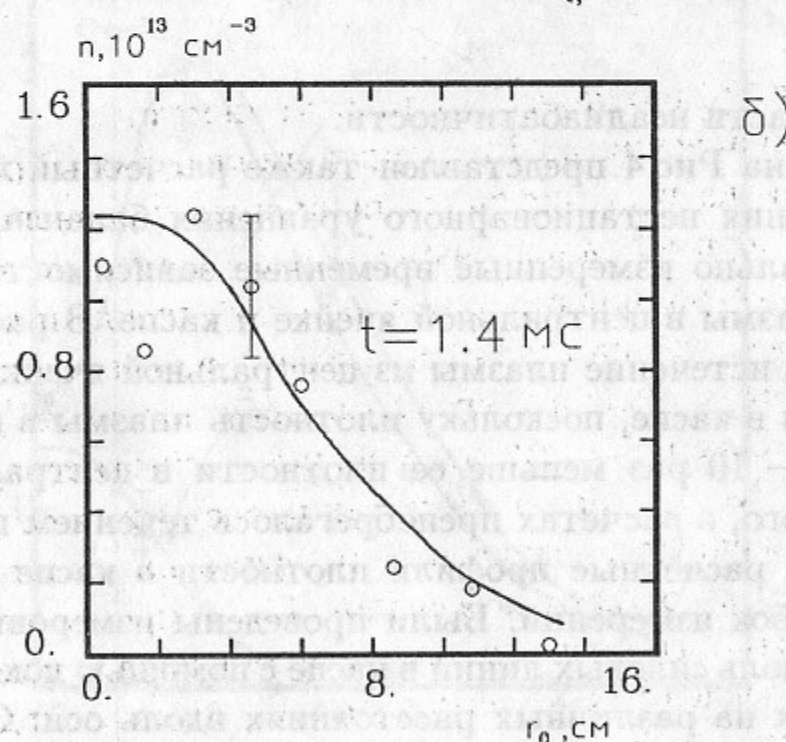
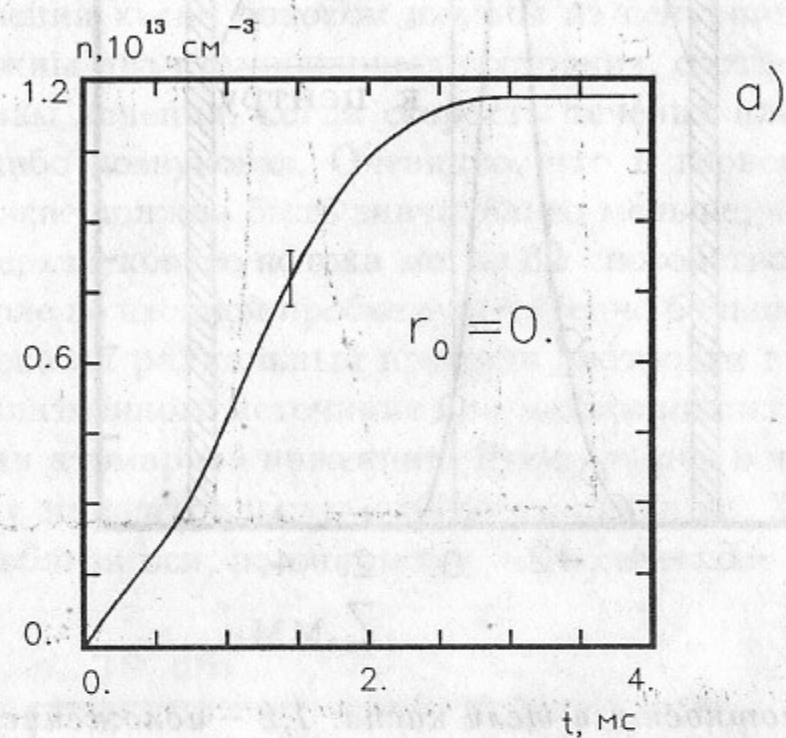


Рис. 6: Временное поведение плотности на оси (а) и профиль плотности (б) в каспе при включении дополнительного источника плазмы.

тельно узкое. Его ширина соответствовала размерам области неадиабатичности, где заметно несовпадение измеренного и расчетного профилей в ближней к центральной ячейке половине каспа.

На Рис.5 приведен профиль плотности потока плазмы поперек щели каспа. Из представленной кривой также следует, что заполнена в основном ближняя к центральной ячейке половина каспа, а распределение плотности потока плазмы в щели соответствует профилю плотности в каспе.

Описанные выше измерения и расчеты были проделаны как для режима без дополнительного нагрева, так и для режима с нагревом атомарной инжекцией. В обоих случаях результаты расчетов хорошо соответствовали экспериментальным данным. Таким образом, можно сделать вывод о том, что заполнение и удержание плазмы в каспе вне области нарушения адиабатичности описывается простым уравнением баланса продольных потоков частиц в условиях постоянства плотности вдоль силовых линий.

Для предплазмы с температурой  $\approx 5$  эВ время выхода системы в стационарное состояние должно быть близко к времени жизни вещества в каспе, которое составляет для силовой линии с радиусом в центре 8 см около 12 мс. Это время примерно вчетверо превышало длительность работы плазменного источника, заполнявшего центральную ячейку. Вследствие этого плотность плазмы в каспе нарастала в течение всего времени работы плазменного источника.

Как уже указывалось выше, плотность плазмы в каспе можно было независимо увеличивать при включении дополнительного источника плазмы. На Рис.6а показан временной ход плотности плазмы на оси в ближней к центру половине каспа, полученный в этом режиме, а на Рис.6б – профиль плотности, снятый через 1.4 мс после включения дополнительного источника плазмы.

Заметим, что полученный при таком способе заполнения профиль плотности не имел существенного провала на оси. Поскольку в этом случае градиент плотности был направлен во всех точках от оси наружу, это должно было благоприятно сказываться на МГД-устойчивости плазмы в ловушке.

## 5 Модель анализа устойчивости.

При проектировании магнитной системы каспа критерием оптимальности служила величина запаса устойчивости для мелкомасштабных же-



лобковых мод, локализованных в области максимума градиента плотности в центре ловушки. Однако, граница устойчивости плазмы в ловушке должна определяться крупномасштабными желобковыми модами из-за сильного влияния эффектов КЛР [22]. При температуре ионов мишенной плазмы 20-45эВ, типичных для рассматриваемых экспериментов, эти эффекты должны приводить к стабилизации всех желобковых мод, кроме моды жесткого смещения  $m = 1$  [23]. Поэтому запас устойчивости вычислялся именно для этой моды. Это потребовало некоторого обобщения использованного выше определения запаса устойчивости для того, чтобы учесть пространственную структуру возмущений и непараксиальность магнитного поля каспа. Запас устойчивости определялся как отношение  $Q_s = |\delta W_{cusp}|/|\delta W_{fi} + \delta W_{cc}|$ , где  $\delta W_{cc}$  и  $\delta W_{cusp}$  – возмущения энергии для теплой мишенной плазмы в центральной ячейке и каспе, соответственно;  $\delta W_{fi}$  – возмущение энергии для популяции быстрых ионов в центральной ячейке. В терминах введенного таким образом запаса устойчивости граница устойчивости соответствует, как и прежде  $Q_s = 1$ .

Расчет возмущения энергии при желобковом смещении для мишенной плазмы с изотропным давлением проводился с использованием результатов работы [24]. Использованное выражение для возмущения энергии для глобальной моды с учетом непараксиальности имело вид:

$$\delta W_p = \pi \int d\psi H_{min} \xi_0^2 \psi \left( \frac{\partial P}{\partial \psi} \frac{\partial U}{\partial \psi} + \gamma \frac{P}{U} \left( \frac{\partial U}{\partial \psi} \right)^2 \right), \quad (1)$$

где  $U = \int dl/B$ , а  $\xi_0$  – смещение плазмы в центральной плоскости.

Возмущение энергии в каспе вычислялось следующим образом. Сначала вычислялся удельный объем силовых трубок на участке между осевой до кольцевой пробками и его производная с использованием реальной геометрии катушек. Затем по экспериментальным данным находилось давление плазмы в каспе и его производная по магнитному потоку. После чего вычислялся интеграл 1, причем нижняя граница интегрирования соответствовала границе адиабатической области в каспе. Обрезание интеграла на нижнем пределе вносило некоторую ошибку в результат. Однако она была не слишком велика, поскольку, как показывают аналитические оценки, особенность в возмущении энергии для малых потоков имеет дважды логарифмический характер:  $\delta W_p \propto \ln \ln 1/\psi$ .

Возмущение энергии для быстрых ионов вычислялось в приближении Крускала и Обермана [25] с учетом параксиальности магнитного поля в центральной части ловушки.

## 6 Граница устойчивости при стабилизации каспом.

Эксперимент по изучению границы устойчивости заключался в измерении энергетического времени жизни и времени жизни вещества в центральной ячейке при различных соотношениях между энергосодержанием плазмы в центральной ячейке и каспе. Энергетическое время жизни плазмы определялось путем деления измеренного энергосодержания плазмы на мощность нагрева электронов на стадии, когда энергосодержание плазмы достигало максимума и выходило на стационарный уровень. Требуемая для вычислений мощность нагрева электронов определялась из энергобаланса быстрых ионов. Время жизни частиц находилось из скорости спада плотности в ловушке в соответствующий момент времени.

Состояния с различными давлениями плазмы в каспе (и, соответственно, различными расчетными запасами устойчивости) реализовывались следующими способами. Состояния с  $Q_s \leq 1$  получались при выключенных катушках каспа и пробочном отношении в пробке между центральной ячейкой и каспом  $R_m = 80$ .  $Q_s \sim 1 - 2$  получены при

$\tau$ , отн. ед.

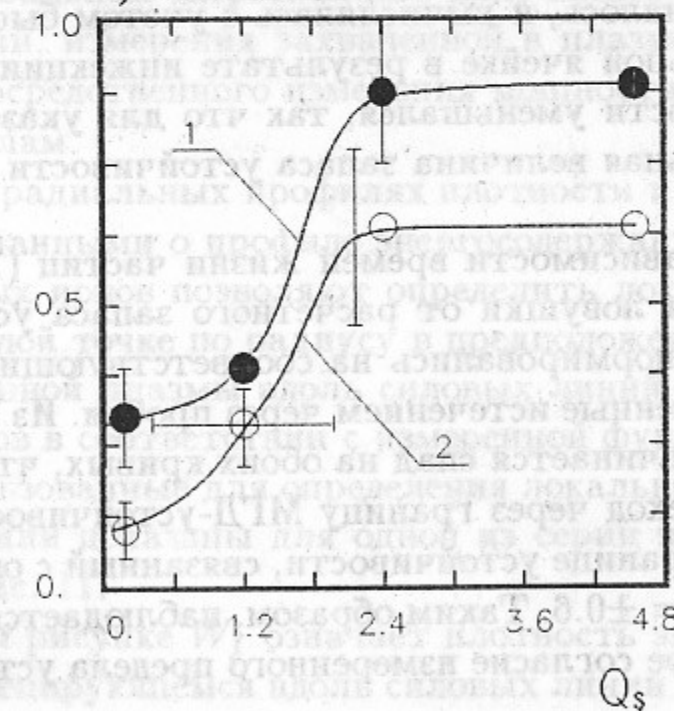


Рис. 7: Зависимость времени жизни плазмы в ловушке от запаса устойчивости: 1 – энергетическое время жизни; 2 – время жизни вещества.



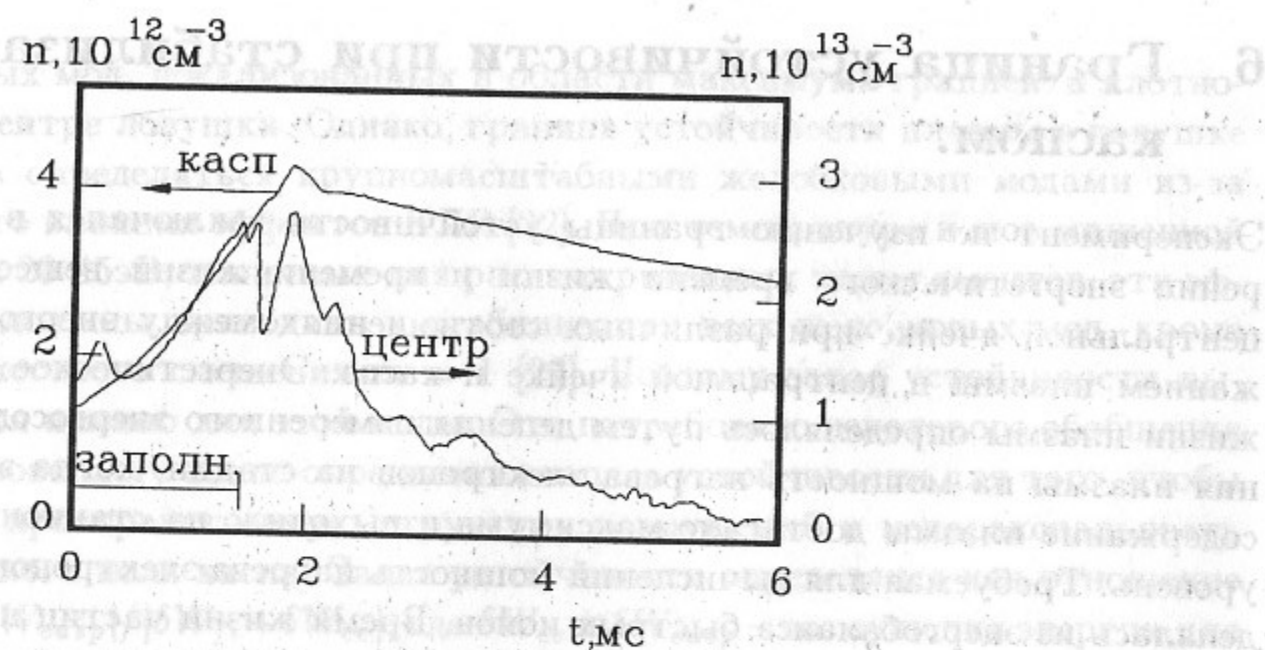


Рис. 8: Временное поведение плотности плазмы в центре ловушки и в каспе.

включенной магнитной системе каспа и пробочном отношении  $R_m = 50$ . Данные с  $Q_s = 2.5$  сняты при  $R_m = 27$ , а состояния с  $Q_s \geq 2.5$  получались при включении дополнительной плазменной пушки, заполнявшей приосевую область каспа. Приведенные значения запаса устойчивости соответствуют, как уже говорилось, моменту времени, когда энергосодержание плазмы не менялось, и вычислялась с учетом быстрых ионов, накопленных в центральной ячейке в результате инжекции. В процессе нагрева запас устойчивости уменьшался, так что для указанных выше значений  $Q_s \geq 1$ , начальная величина запаса устойчивости доходила до 100 и более.

На Рис.7 показаны зависимости времен жизни частиц (1) и энергии (2) в центральной части ловушки от расчетного запаса устойчивости. Приведенные величины нормировались на соответствующие расчетные времена жизни, обусловленные истечением через пробки. Из Рис.7 видно, что при  $Q_s$  меньше 2 начинается спад на обеих кривых, что можно интерпретировать как переход через границу МГД-устойчивости. Разброс при определении  $Q_s$  на границе устойчивости, связанный с ошибками измерений, составлял  $\delta Q_s = \pm 0.6$ . Таким образом, наблюдается удовлетворительное количественное согласие измеренного предела устойчивости с предсказаниями теории.

Интересно отметить, что в экспериментах без нагрева, когда температура была относительно низкой (2 – 3 эВ), поведение мишенной плазмы после отключения источника проявляло черты, свойственные для

неустойчивых режимов распада. При этом движения плазмы в центральной части и в каспе не были коррелированы (Рис.8).

По-видимому, это можно объяснить влиянием конечной проводимости плазмы, из-за которой становится возможным развитие в центральной ячейке т.н. резистивной баллонной моды [26].

## 7 Энергобаланс плазмы в устойчивых и неустойчивых режимах удержания.

Для подтверждения гипотезы о переходе через границу устойчивости при  $Q_s \leq 1 - 2$ , полезно определить доминирующие каналы энергетических потерь в режимах удержания с различным запасом устойчивости. По-видимому, следует ожидать качественного изменения картины энергобаланса при переходе через границу устойчивости.

На Рис.9 представлены характерные временные зависимости инжектированной и захваченной мощности, а также энергосодержания быстрых ионов и электронной температуры мишенной плазмы, полученные в одном из выстрелов в устойчивом режиме.

Временные зависимости, характеризующие энергобаланс популяции быстрых захваченных ионов, показаны для этого режима на Рис.10. Эти данные о глобальном энергобалансе получались с помощью диамагнитных измерений, измерения захваченной в плазме мощности атомарных пучков и непосредственного измерения мощности потерь энергии по различным каналам.

Данные о радиальных профилях плотности и температуры плазмы в сочетании с данными о профиле энергосодержания и функции распределения быстрых ионов позволяют определить локальный энергетический баланс в каждой точке по радиусу в предположении о постоянстве параметров мишенной плазмы вдоль силовых линий и изменении плотности быстрых ионов в соответствии с измеренной функцией распределения по углам. Используемые для определения локального энергобаланса радиальные профили показаны для одной из серии выстрелов в устойчивом режиме на Рис. 11.

На данном рисунке  $W_f$  означает плотность энергии быстрых частиц в объеме, проецирующемся вдоль силовых линий на площадку единичной площади в центральной плоскости ловушки. Данные о плотности энергии в быстрых частицах получались на периферии с использованием подвижных микронзондов. Измерение таким способом плотности быстрых частиц



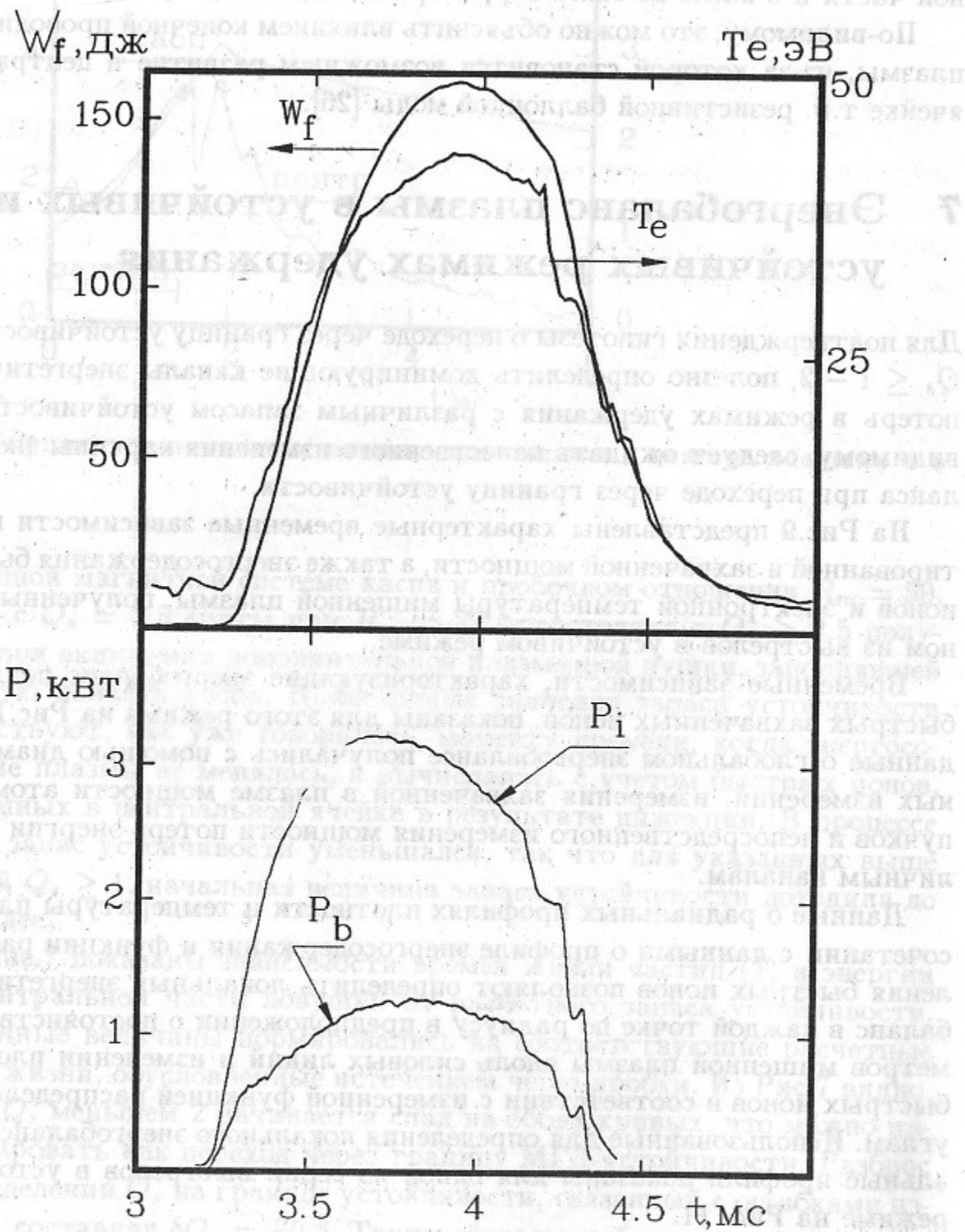


Рис. 9: Инжектированная  $P_i$  и захваченная мощность  $P_b$ , энергосодержание быстрой компоненты  $W_f$  и электронная температура  $T_e$ .

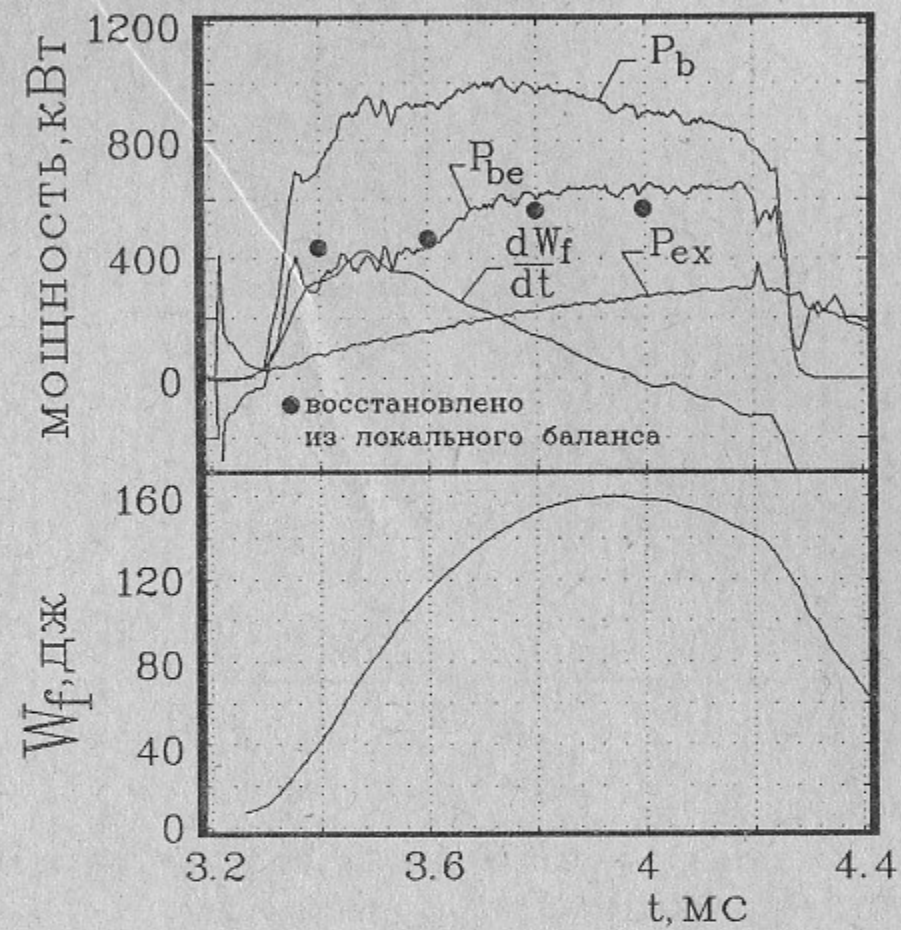


Рис. 10: Энергобаланс и энергосодержание быстрых ионов в процессе инжекции:  $P_b$  – захваченная мощность;  $P_{be}$  – мощность нагрева;  $P_{ex}$  – мощность перезарядки;  $W_f$  – энергосодержание быстрой компоненты.



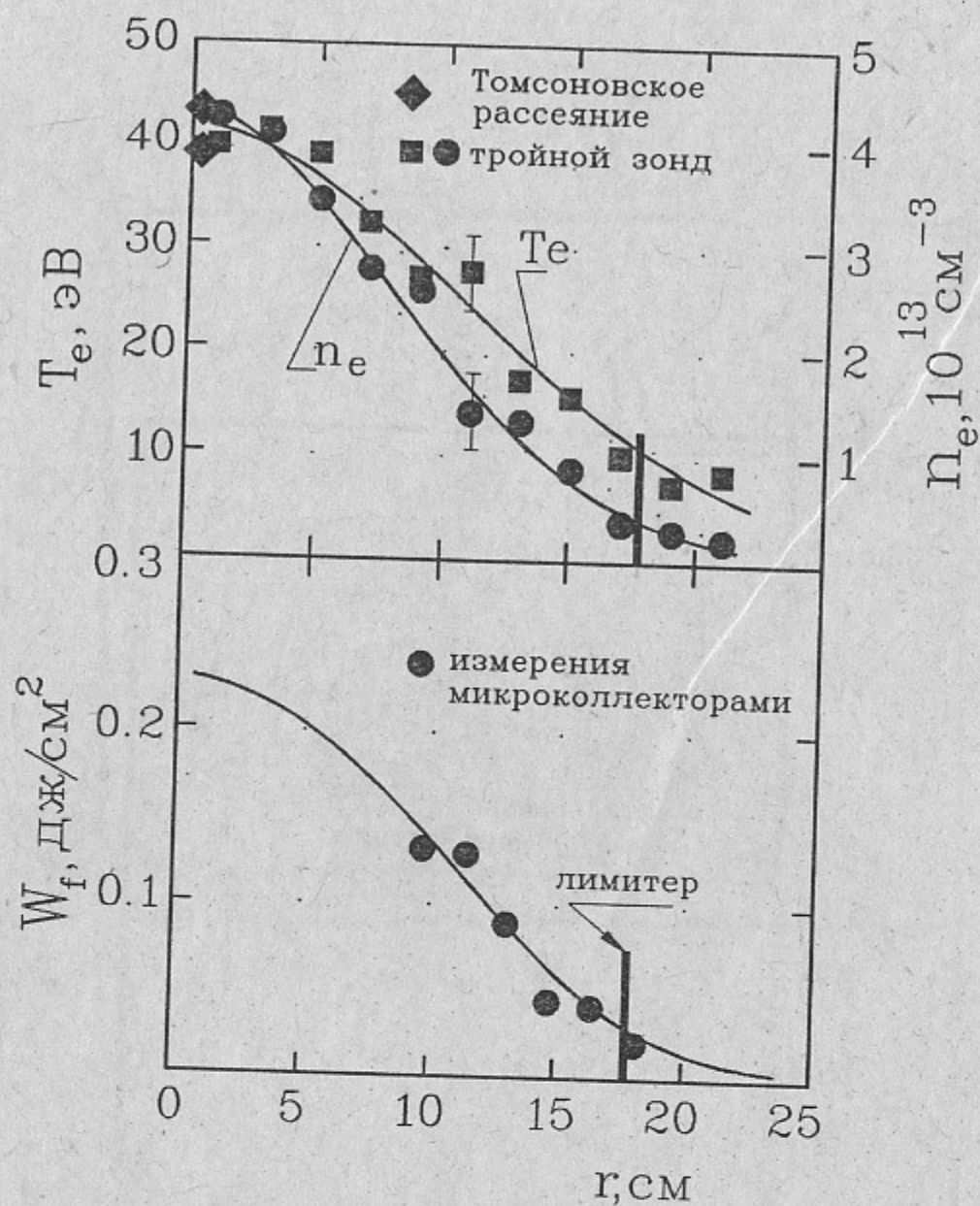


Рис. 11: Пример исходных данных о радиальных профилях для определения локального энергобаланса плазмы при нагреве.

вблизи оси были затруднены сильной деградацией параметров при введении микрозондов внутрь плазмы. Для определения полного профиля использовались модельные расчеты с использованием данных о профиле плотности и температуры мишенной плазмы, а также локальной плотности тока захваченных ионов. На периферии плазмы восстановленный таким образом профиль, показанный на Рис.11 непрерывной линией, хорошо согласовывался с данными зондовых измерений.

Обработка профилей, приведенных на Рис.11, позволяет построить картину локального энергобаланса мишенной плазмы. В соответствии с соотношениями, приведенными в [2, 3, 4], по значениям температуры и плотности плазмы в каждой точке по радиусу вычислялся поток энер-

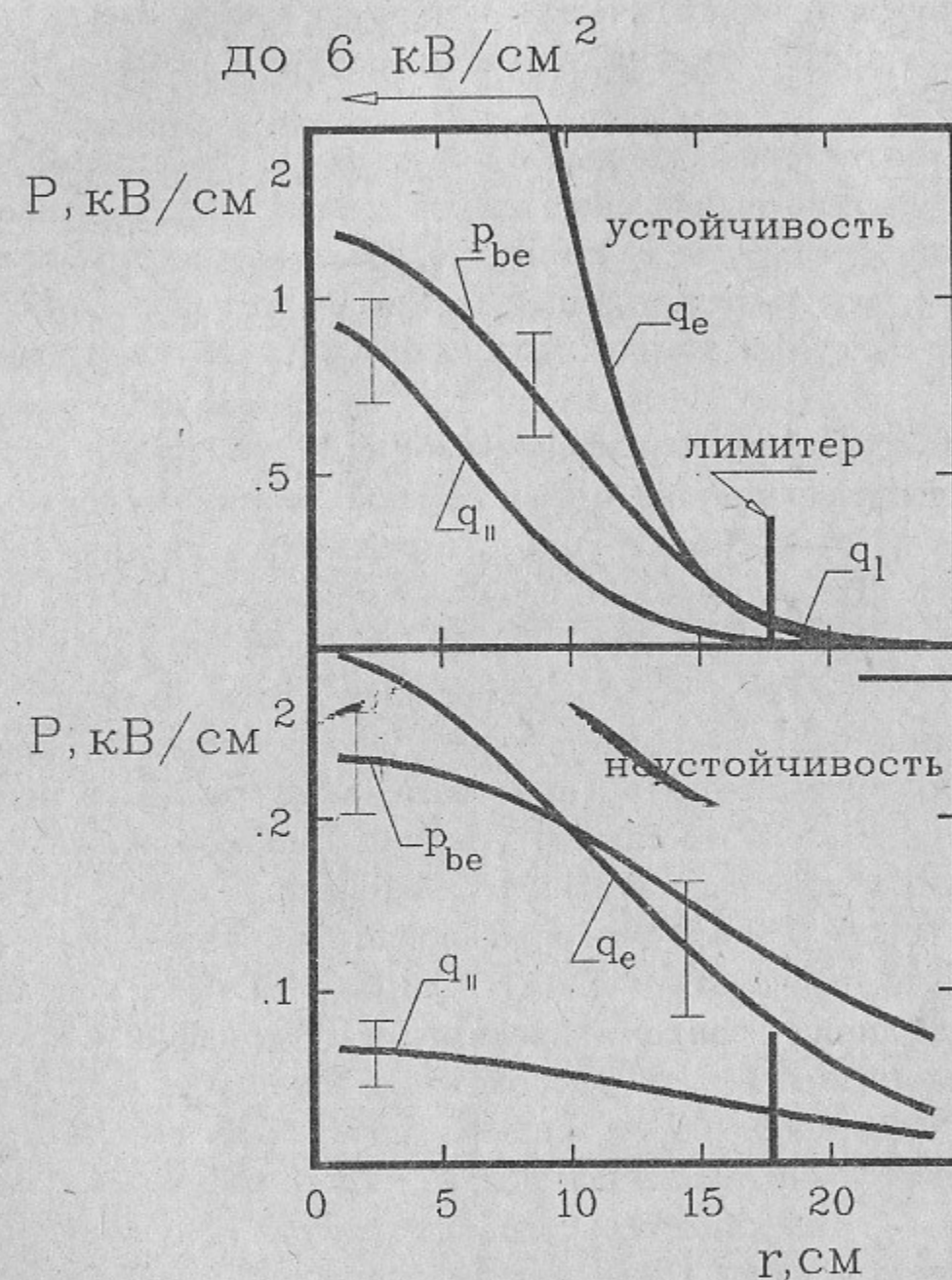


Рис. 12: Локальный энергобаланс плазмы.



гии в пробку ( $q_{||}$ ). С использованием данных о локальной плотности быстрых ионов вычислялась мощность нагрева  $P_{be}$ . Полученные таким образом данные представлены на Рис.12 для устойчивых и неустойчивых ( $Q_s \leq 1$ ) режимов удержания. Для оценок качества термоизоляции плазмы в центральной части ловушки от торцов, на рисунке также приведены расчетные профили энергетических потерь по каналу электронной теплопроводности в предположении, что температура плазмы в пробке равна нулю ( $q_e$ ).

Для проверки соответствия данных о локальном и глобальном энергобалансе были проведены вычисления полной мощности, передаваемой от быстрых частиц электронам из данных о локальном энергобалансе. Данные этих вычислений представлены на Рис.10 точками. С учетом разброса, соответствие этих данных можно оценить как удовлетворительное.

При анализе данных, представленных на Рис.12, обращает на себя внимание существенное различие относительной величины локальной мощности нагрева по сравнению с  $q_{||}$  и  $q_e$  в режимах с различным запасом устойчивости. Для устойчивого режима в приосевой области мощность потерь через пробки составляет  $\sim 0.8$  от мощности нагрева и много меньше расчетной мощности теплопроводных потерь. В неустойчивых режимах картина обратная: мощность нагрева существенно превышает мощность продольных потерь из-за вытекания плазмы в пробки и близка к  $q_e$ . По-видимому, это служит указанием на возможный механизм энергетических потерь из плазмы в неустойчивых режимах. Вообще говоря, потери из-за электронной теплопроводности должны присутствовать в обоих режимах, поскольку плазма в центральной части контактирует вдоль силовых линий с зондами, вводимыми внутри вблизи пробок, а также с плазменным источником, расположенным за пробкой в расширителе. Хотя площадь поверхности зондов относительно невелика, потери на них довольно значительны вследствие малого размера плазмы в пробках. Косвенно об этом свидетельствовали данные, полученные при выдвигании зондов из плазмы, когда диамагнетизм мишенной плазмы и быстрых ионов возрастал на 10 – 20% при неизменных мощности инжекции и начальных параметрах мишенной плазмы. В устойчивых режимах удержания потери на вставленные в плазму элементы диагностик и плазменную пушку составляют десятки процентов от величины столкновительных потерь из ловушки. Когда же плазма в ловушке неустойчива и совершает быстрые макроскопические движения, эффективная площадь потерь существенно возрастает, что и приводит к тому, что мощность нагрева может уходить из ловушки по каналу продольной электронной

Таблица 3: Глобальный энергобаланс мишенной плазмы.

Параметр	устойчивость	неустойчивость
Мощность нагрева	550кВт	180кВт
Потери через пробки	280кВт	45кВт
Электронная теплопроводность	1500кВт*	140кВт*
Радиационные потери	70кВт	$\leq 20$ кВт
Потери на лимитеры	30кВт	57кВт
Максимальная температура плазмы	$\sim 45$ эВ	$\sim 15 - 20$ эВ
Плотность плазмы	$\sim 4.5 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$	$\sim 10^{13} \text{см}^{-3}$

\* Расчетная величина.

теплопроводности. Данные по глобальному энергобалансу плазмы суммированы в Таблице 3. Как видно из приведенной таблицы, вынос энергии на диафрагмы в устойчивом режиме заметно меньше, чем в неустойчивом, несмотря на большую температуру и плотность плазмы. Это также свидетельствует о меньшем взаимодействии плазмы с окружающими лимитерами в устойчивых режимах удержания. Мощность, выделяющаяся на лимитерах, не превышала суммы мощности нагрева залимитерной плазмы при торможении в ней быстрых ионов и оценочной величины мощности поперечных потерь, связанных с классической ионной теплопроводностью.

Таким образом, полученные данные о энергобалансе плазмы позволяют сделать вывод о том, что при стабилизации желобковых возмущений наблюдаемые потери энергии из ловушки определяются столкновительными потерями через пробки.

В экспериментах с каспом в устойчивых режимах удержания средняя плотность быстрых ионов превысила  $10^{12} \text{см}^{-3}$  в объеме  $\sim 150$  литров (или  $3 \cdot 10^{12} \text{см}^{-3}$  в окрестности точек останова). При этом в центре ловушки при поле 1.8 кЭ  $\beta$  плазмы составляло около 5%, быстрых частиц – 8 – 9%.



## 8 Заключение.

В экспериментах по изучению МГД-устойчивости в газодинамической ловушке, стабилизированной антипробкотроном, получены следующие результаты:

1. показано, что при заполнении каспа через пробку из центральной ячейки в исследованных режимах плотность плазмы практически постоянна вдоль силовых линий и ее величина хорошо согласуется с расчетной, вычисленной из уравнения баланса потоков плазмы через пробки и радиальную щель каспа;
2. исследован способ независимого создания плазмы в каспе с помощью плазменного источника, расположенного за внешней пробкой;
3. достигнуто МГД-устойчивое удержание двух-компонентной плазмы в ГДЛ с торцевым стабилизатором каспом;
4. показано, что измеренный предел устойчивости хорошо соответствует предсказаниям теории, основанной на использовании энергетического принципа.

В заключении авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И.М.Ланскому и Ю.А.Цидулко за полезные и плодотворные дискуссии, а также В.В.Мишагину за умелое проектирование магнитной системы каспа.

## Список литературы

- [1] В.И.Давыденко, А.А.Иванов, Ю.Л.Козьминих, Э.П.Коллеров, И.А.Котельников, В.В.Мишагин, А.А.Подыминогин, А.И.Рогозин, В.А.Роеенко, Г.В.Росляков, Д.Д.Рютлов, К.К.Шрайнер, Препринт ИЯФ СО АН СССР, N 86-104. Новосибирск, 1986.
- [2] Мирнов В.В., Рютлов Д.Д., Письма в ЖТФ т.5. (1979) стр. 678.
- [3] Мирнов В.В. Рютлов Д.Д., Вопросы Атомной Науки и Техники. Сер. Термоядерный синтез. вып.1 (5), (1980) с.57.
- [4] Мирнов В.В., Рютлов Д.Д., Итоги науки и техники. Серия Физика плазмы. т.8 (1988) стр. 77.
- [5] Мирнов В.В., Нагорный В.П., Рютлов Д.Д. Препринт ИЯФ СО АН СССР, N 84-40. Новосибирск, 1984.
- [6] Котельников И.А., Рютлов Д.Д., Цидулко Ю.А., Катышев В.В., Комин А.В., Кривошеев В.М. Препринт ИЯФ СОАН СССР, N 90-105. Новосибирск, 1990.
- [7] Ivanov A.A., Ryutov D.D. Nucl. Science and Engineering, vol. 106 (1990) p. 235.
- [8] Ivanov A.A., Kotel'nikov I.A., Kruglyakov Eh.P., Kudriavtsev A.M., Volosov V.I., Mirnov V.V., Ryutov D.D., Tsidulko Yu.A., Yudin Yu.N., Astapkovich A.M., Krasnoperov V.G., A plasma-type neutron source for fusion materials irradiation testing. //Proc. of the 17th Symposium on Fusion Technology, ed. C.Ferro, M.Gasparotto, H.Knoepfel, vol.2, Rome 1992, p. 1394.
- [9] Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Klesov V.V., Koz'minykh Yu. L., Kotel'nikov I.A., Krasnikov Yu.I., Podymingogin A.A., Rogozin A.I., Roslyakov G.V., Tsidulko Yu.A. Storage and decay of warm plasma in the GDT. //Proc. of the XIX Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrade 1989, vol.4, p. 832.
- [10] Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Karpushov A.N., Klesov V.V., Kotel'nikov I.A., Krasnikov Yu.I., Rogozin A.I., Roslyakov G.V., Tsidulko Yu.A., Breun R.A., Molvik A.W., Casper T.A. Experimental MHD stability limit in the gas-dynamic trap. // Proc. of XIII Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1990, Washington). Vol. 2., Vienna, IAEA (1991) p. 655.



- [11] *И.А.Котельников* Препринт ИЯФ СО АН СССР, N 94-63. Новосибирск, 1994.
- [12] *Бушкова О.А., Мирнов В.В.* Вопросы Атомной Науки и Техники. Сер. Термоядерный синтез, вып.2 (1986) с. 19.
- [13] *Иванов А.А., Мишагин В.В., Росляков Г.В., Цидулко Ю.А.* Проект МГД стабилизатора-каска для газодинамической ловушки. // Труды Всесоюзного совещания по открытым ловушкам, (Москва, 1989). М. ИАЭ им. Курчатова, 1990, с.15.
- [14] *Haines M.G.* Nuclear Fusion 17 4 (1977) p. 811.
- [15] *Пастухов В.П.* Физика плазмы, т.6, вып.5 (1980), с.1003.
- [16] *Ильгисонис В.И., Пастухов В.П.* Препринт ИАЭ-3495/6. М. 1981.
- [17] *Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Klesov V.V. et al.* // In. Proc. of the XI International Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Kyoto, 1986). Vol. 3, IAEA, Vienna, 1987, p.467.
- [18] *П.А.Багрянский, В.Н.Бочаров, П.П.Дейчули, А.А.Иванов, А.Н.Карпушов, В.В.Максимов, А.И.Рогозин, Т.В.Саликова* Препринт ИЯФ СО АН СССР, N 93-70. Новосибирск, 1993.
- [19] *Давыденко В.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я.* Вопросы Атомной Науки и Техники. Сер. Термоядерный синтез. вып.2(12), 1983, с.67.
- [20] *A.V.Anikeev, P.A.Bagryansky, V.N.Bocharov et. al.,* Characterization of sloshing ions in the GDT //in Proc. of the Intern. Conference on Open Plasma Confinement Systems for Fusion (Novosibirsk 1993), ed. A.A.Kabantsev, World Scientific, 1994, p.311.
- [21] *Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Klesov V.V., Koz'minykh Yu. L., Krasnikov Yu.I., Rogozin A.I., Roslyakov G.V., Tsidulko Yu.A.* Formation of population of sloshing ions in a gas-dynamic trap. // Proc. of the XIX Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrade 1989, Vol.4, p.940.
- [22] *M.N.Rosenbluth, N.A.Krall, N.Rostoker* Nuclear Fusion: Supplement, Part 1., 1962, p.143.
- [23] *Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Kuzmin S.V., Salikova T.V.* Plasma Physics and Controlled Fusion v.34, p.1185 (1992).

- [24] *Рютов Д.Д., Ступаков Г.В.* Физика плазмы, т.12, вып.12 (1986) с. 1411.
- [25] *M.D.Kruskal and C.R.Oberman* Phys. Fluids, v.1, No.4 (1958) p.265.
- [26] *Ю.А.Цидулко* Препринт ИЯФ СО АН СССР, N 92-10. Новосибирск, 1992.



[11] Вирск, 1994.

[12] M. D. Krukov, V. V. Maximov, A. A. Podymnogo, N. V. Stupishin, *Plasma Phys. Contr. Fusion* 30, 107 (1988).

[13] Зельков А.А., Мишальев В.В., Рогов Г.Б., Цибренко К.А. Проект МГД-стабилизатора-каска для газодинамической ловушки. // Труды Всесоюзного совещания по открытым ловушкам. (Москва, 1989). М. ИАЭ им. Курчатова, 1990, с.15.

[14] Hayes M. G. *Nuclear Fusion* 17, 4 (1977) p. 811.

[15] **А.В.Аникеев, П.А.Багрянский, П.П.Дейчули, А.А.Иванов, А.Н.Карпушов, В.В.Максимов, А.А.Подыминого, Н.В.Ступишин**

[16] Ильинский В.И., Пастухов В.И. Препринт ИАЭ-3495/6. М. 1981.

[17] **МГД-устойчивость плазмы в газодинамической ловушке, стабилизированной антипробкотроном**

[18] П.А.Багрянский, В.В.Максимов, П.П.Дейчули, А.А.Иванов, А.Н.Карпушов, В.В.Максимов, А.А.Рогов, Т.В.Салыкова Препринт ИЯФ СО АН СССР, N 93-7. Новосибирск, 1993.

[19] Давыдов В.Я., Рогов Г.Б. ИЯФ 94-90 // В.Я. Вопросы Атомной Науки и Техники. Сер. Термоядерный синтез, вып. 2(12), 1983, с.67.

[20] A. V. Anisov, P. A. Bagryansky, V. N. Bocharov et al., Characterization of sloshing ions in the GDT //in Proc. of the Intern. Conference on Open Plasma Confinement Systems for Fusion (Novosibirsk 1993), ed. A. A. Kabantse

[21] Bagryansky P. A., Ivanov A. A., Krukov M. D., Maximov V. V., Stupishin N. V., *Plasma Phys. Contr. Fusion* 34, 107 (1992).

[22] M. D. Krukov, V. V. Maximov, A. A. Podymnogo, N. V. Stupishin, *Plasma Phys. Contr. Fusion* 34, 107 (1992).

[23] Anisov A. V., Bagryansky P. A., Bocharov V. N., et al., *Plasma Phys. Contr. Fusion* 34, 107 (1992).

Ответственный за выпуск С.Г. Попов  
Работа поступила 18 ноября 1994 г.

Сдано в набор 20 ноября 1994 г.

Подписано в печать 20 ноября 1994 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.9 печ.л., 1.6 уч.-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 90

Обработано на IBM PC и отпечатано на ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.