



36
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

П.А.Багрянский, В.Н.Бочаров, П.П.Дейчули,
А.А.Иванов, А.Н.Карпушов, В.В.Максимов,
А.И.Рогозин, Т.В.Саликова.

ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС
УСТАНОВКИ ГДЛ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ
НАГРЕВА ПЛАЗМЫ ПРИ ИНЖЕКЦИИ
МОЩНЫХ АТОМАРНЫХ ПУЧКОВ

ИЯФ 93-70



НОВОСИБИРСК

ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС УСТАНОВКИ ГДЛ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ ПРИ ИНЖЕКЦИИ МОЩНЫХ АТОМАРНЫХ ПУЧКОВ

П.А.Багрянский, В.Н.Бочаров, П.П.Дейчули,
А.А.Иванов, А.Н.Карпушов, В.В.Максимов,
А.И.Рогозин, Т.В.Саликова.

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

Программа физических экспериментов на установке ГДЛ [1, 2, 3] включает изучение поведения плазмы при инъекции мощных атомарных пучков [4], характеристик популяции быстрых ионов [5], а также изучение энергетического и материального баланса основной плазмы [6, 7]. В работе представлено описание комплекса диагностик, применявшихся для измерений в процессе нагрева характеристик быстрых ионов и основной плазмы и контроля основных параметров системы инъекции. Эти диагностики позволяли определять также пространственные и временные характеристики возмущений плотности плазмы, наблюдавшиеся на стадии нагрева.

© Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН

Введение.

Установка Газодинамическая ловушка (ГДЛ) [3] (рис.1) представляет собой открытую ловушку с длинной центральной частью (1) и аксиально-симметричными МГД-стабилизаторами на концах (5,9). Эти торцевые ячейки с благоприятной кривизной силовых линий обеспечивают МГД-устойчивость плазмы. Основные параметры ГДЛ приведены в Таб.1.

Параметр	Значение
Расстояние между пробками	7 м
Магнитное поле:	
в пробках	до 150 кГс
в центре	до 2.2 кГс
Начальный вакуум	$0.5 - 20 \cdot 10^{-7} \text{ Торр}$
Энергия инъекции	14 - 15 кэВ
Мощность атомарной инъекции	до 4 МВт
Длительность инъекции	~ 1.2 мс
Угол инъекции	45°
Плотность мишенной плазмы	$0.1 - 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$
Температура плазмы	до 45 эВ
Максимальная плотность плещущихся ионов	$3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$
Средняя энергия плещущихся ионов	6 - 10 кэВ

Таблица 1: Параметры ГДЛ.

Плазма в ловушке создается с помощью плазменной пушки (6) в течение ~ 3 мс. За это время в ловушке накапливается плазма с плотностью на оси $5 - 15 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, поперечным размером ~ 20 см и температурой 3 - 4 эВ. После заполнения ловушки плазмой включается система инъекции, состоящая из 6-ти инжекторов "Старт-3" [8]. В течение ~ 1.2 мс в ловушку инжектируются пучки атомов водорода с энергией 14 - 15 кэВ и полным эквивалентным током ~ 240 А. Инжекция ведется под углом 45° к оси установки. В условиях эксперимента в плазму захватывается до

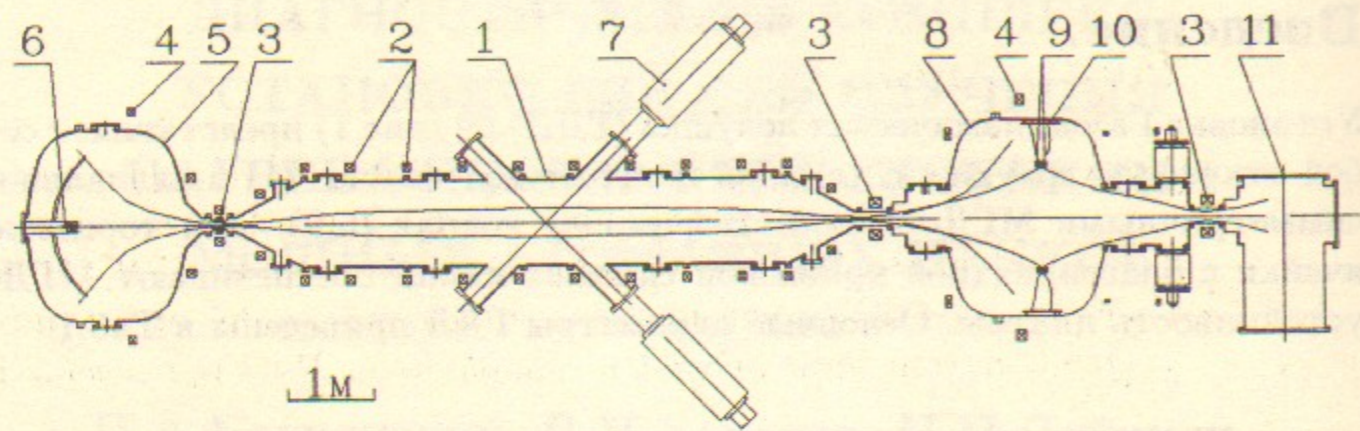


Рис. 1: Газодинамическая ловушка.

- | | |
|------------------------|------------------------|
| 1. Центральная камера | 7. Атомарные инжекторы |
| 2. Катушки соленоида | 8. МГД-стабилизатор |
| 3. Пробочные катушки | 9. Катушки "КАСПа" |
| 4. Катушки расширителя | 10. Приемник плазмы |
| 5. Расширитель | 11. Торцевой бак |
| 6. Источник плазмы | |

45% инжектируемой мощности. В результате в ловушке накапливается популяция плещущихся ионов, совершающих продольные колебания между точками остановки. Средняя энергия плещущихся ионов 6 – 10 кэВ, плотность в точках остановки до $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Экспериментальная программа ГДЛ [9] ориентирована на физическое обоснование концепции нейтронного источника на базе газодинамической ловушки [10, 11]. Она включает в себя изучение МГД-устойчивости плазмы в аксиально-симметричной системе [12], исследование поведения плещущихся ионов [13], изучение энергетического и материального баланса плазмы в различных режимах [7].

Энергетический баланс плазмы при нагреве схематически изображен на рис. 2. Захват атомарных пучков приводит к образованию популяции плещущихся ионов. Плещущиеся ионы теряют свою энергию при торможении на электронах плазмы и покидают систему при перезарядке. Потери энергии из мишенной плазмы идут по каналам, указанным на рис. 2.

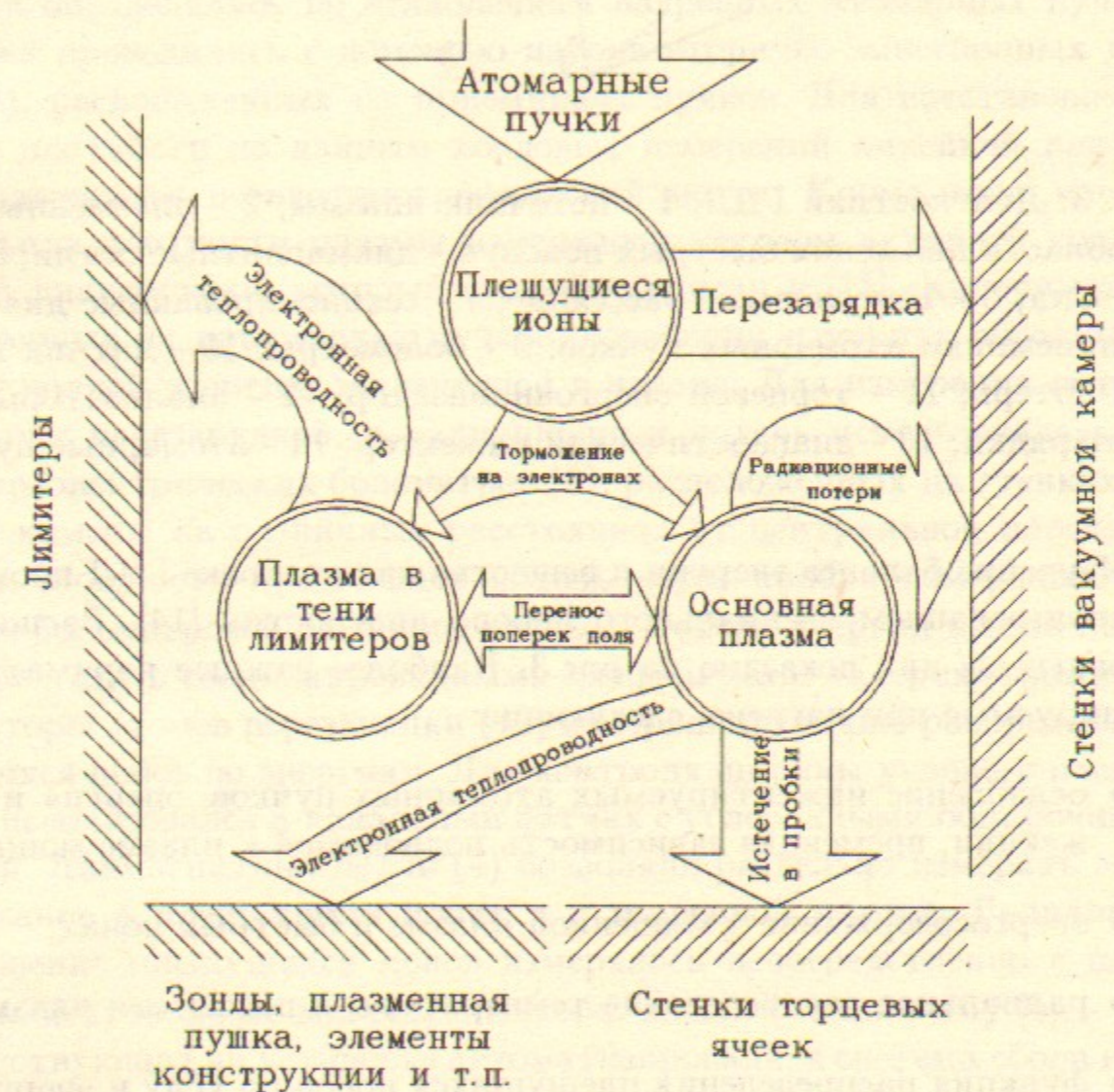


Рис. 2: Схема энергобаланса.

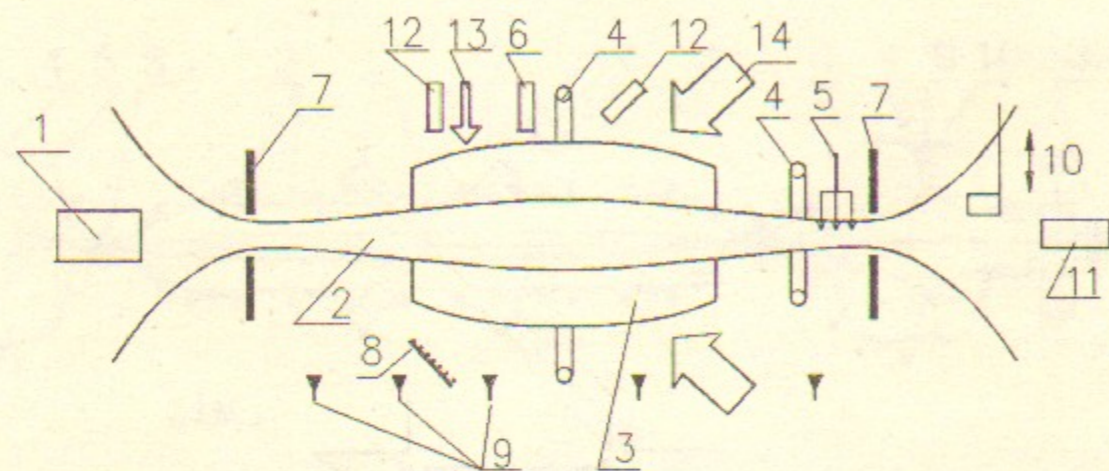


Рис. 3: Диагностики ГДЛ. 1 - источник плазмы; 2 - плазменный шнур; 3 - область движения быстрых ионов; 4 - диамагнитные петли; 5 - тройной зонд; 6 - томсоновское рассеяние; 7 - секционированные диафрагмы; 8 - приемники атомарных пучков; 9 - болометры; 10 - датчик продольных потерь; 11 - торцевой энергоанализатор; 12 - анализаторы атомов перезарядки; 13 - диагностический инжектор; 14 - атомарные пучки.

Изучение баланса энергии и вещества на установке ГДЛ проводилось с использованием специального набора диагностик [14]. Расположение основных из них показано на рис.3. Наиболее важные параметры, контролируемые при нагреве, следующие:

- ослабление инжектируемых атомарных пучков, энергия и ток инжекции, временная зависимость подводимой к плазме мощности;
- энергосодержание в мишенной плазме и быстрых ионах;
- радиальное распределение температуры и плотности плазмы;
- функция распределения плещущихся ионов по углу и энергии;
- мощность потерь на перезарядку и их распределение по длине установки;
- мощность радиационных потерь;
- продольные потери в пробки и потери на лимитеры.

Для измерения профиля плотности и температуры плазмы применялся подвижный тройной зонд (5). Перемещая зонд по радиусу от выстрела к выстрелу, можно было определять радиальное распределение параметров плазмы с пространственным разрешением ~ 2.5 мм. Для контроля измерений температуры электронов с помощью тройного зонда использовалась система томсоновского рассеяния (6). Мощность, захваченная в плазму, и временное поведение линейной плотности плазмы при инжекции определялись по ослаблениям нагревных атомарных пучков. Измерения проводились с помощью набора вторично-эмиссионных датчиков (8), расположенных на приемниках пучков. Для восстановления профиля плотности по данным хордовых измерений линейной плотности использовался псевдотомографический метод. Кроме того, поведение профиля плотности плазмы измерялось методом активной корпускулярной диагностики, который подробно описан в [15]. Калориметры, установленные на приемниках пучков, позволяли измерить абсолютное значение полной энергии, захваченной в плазме. Для измерения потерь, связанных с перезарядкой, и радиационных потерь использовалась система пироэлектрических болометров (9), расположенных на стенках вакуумной камеры на различных расстояниях от центральной плоскости ловушки. Мощность продольных потерь через пробки измерялась подвижным болометром в расширителе (10). Потери энергии в тени лимитеров измерялись секционированными диафрагмами-калориметрами (7). Анализаторы атомов перезарядки (12) измеряли функцию распределения плещущихся ионов по энергиям. Для контроля ширины углового распределения использовался 8-канальный датчик с углеродными обдирочными пленками. Диамагнитные петли (4) позволяли отдельно измерять энергосодержание в плещущихся ионах и в мишенной плазме. Радиальное распределение плещущихся ионов измерялось непосредственно с помощью коллимированного микроколлектора, вводимого в плазму [5].

Существующая на установке автоматизированная система сбора и обработки информации [16] позволяла оперативно, в каждом выстреле, контролировать параметры плазмы, требуемые для изучения энергобаланса при нагреве.

В настоящей работе содержится описание ряда из перечисленных выше диагностик. В главе 1 изложена методика измерения захватываемой в плазму мощности. Описание псевдотомографического метода измерения профиля плотности плазмы содержится в главе 2. Глава 3 содержит описание конструкции диамагнитных зондов и методики измерения энергосодержания в мишенной плазме и плещущихся ионах. В главе 4 описан один из анализаторов атомов перезарядки – сеточный энергоанализатор,

изложена методика анализа результатов измерения потока атомов перезарядки от угла наблюдения. На установке ГДЛ используются также анализаторы атомов перезарядки других конструкций, их подробное описание содержится в работах [17, 18, 13]. Конструкция пироэлектрических болометров описана в главе 5. Параметры кольцевых диафрагм для измерения продольных потерь в тени лимитеров приведены в главе 6. В главе 7 содержится описание конструкции тройного ленгмюровского зонда.

1 Измерение параметров атомарных пучков.

Для определения мощности, подводимой к плазме, и исследования возмущений мишенной плазмы при инъекции измерялись ослабления атомарных пучков каждого из инжекторов [19, 6]. Схема измерений приведена на рис.4. Входные датчики (2) позволяют контролировать параметры пучков на выходе из инжекторов. Они представляют собой набор проволочных вторично-эмиссионных электродов, вытянутых вдоль оси ловушки для уменьшения влияния на измерения флуктуаций потока атомарных пучков в этом направлении и имеющих геометрическую прозрачность более 95 %. При прохождении через плазму пучки ослабевают и попадают на приемные детекторы. Приемные детекторы (5) выполнены в виде пластин, расположенных с шагом 35 мм, шириной 2 мм, протяженность вдоль оси ловушки 60 мм. Они также работают в режиме вторичной эмиссии.

Для определения ослабления пучка сигналы с детекторов записывались в плазменном и «холостом» выстрелах (рис.5). В холостом выстреле не включалась плазменная пушка и ловушка не заполнялась плазмой. Разность полученных сигналов, нормированная на сигнал в отсутствие плазмы, пропорциональна доле пучка, захваченного в ловушку. Плазменный и холостой разряды проводились с возможно меньшим интервалом времени, чтобы свести к минимуму влияние долговременных изменений интенсивности и расходимости пучков. Для коррекции изменений параметров пучка использовались входные датчики. Данная схема измерений позволяет определять ослабление атомарного пучка:

$$\kappa(t) = \frac{j_0(t) - j(t)}{j_0(t)} \quad (1)$$

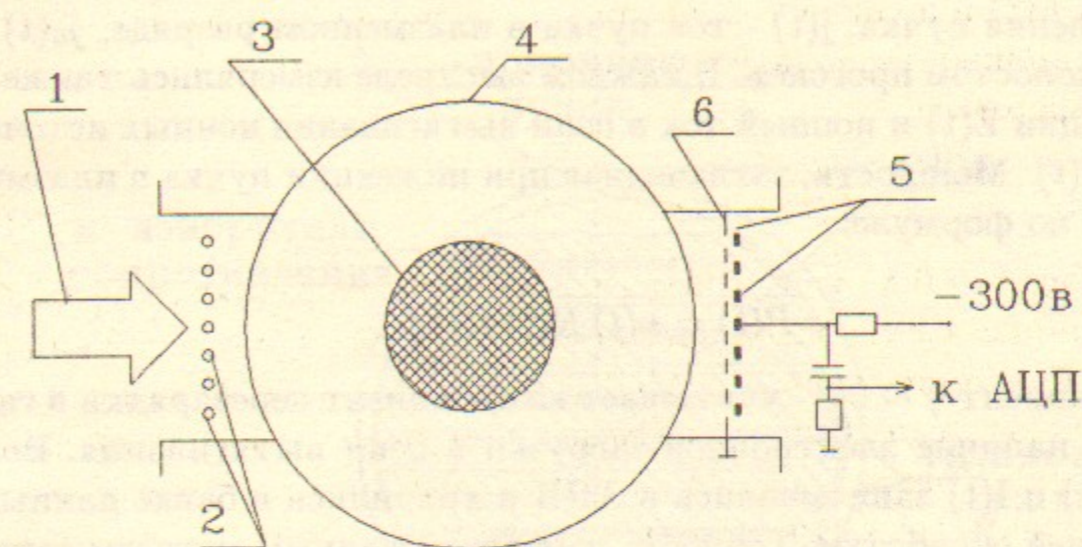


Рис. 4: Схема измерения параметров атомарных пучков. 1 - атомарный пучок; 2 - входной датчик; 3 - плазма; 4 - вакуумная камера; 5 - приемные детекторы; 6 - экран.

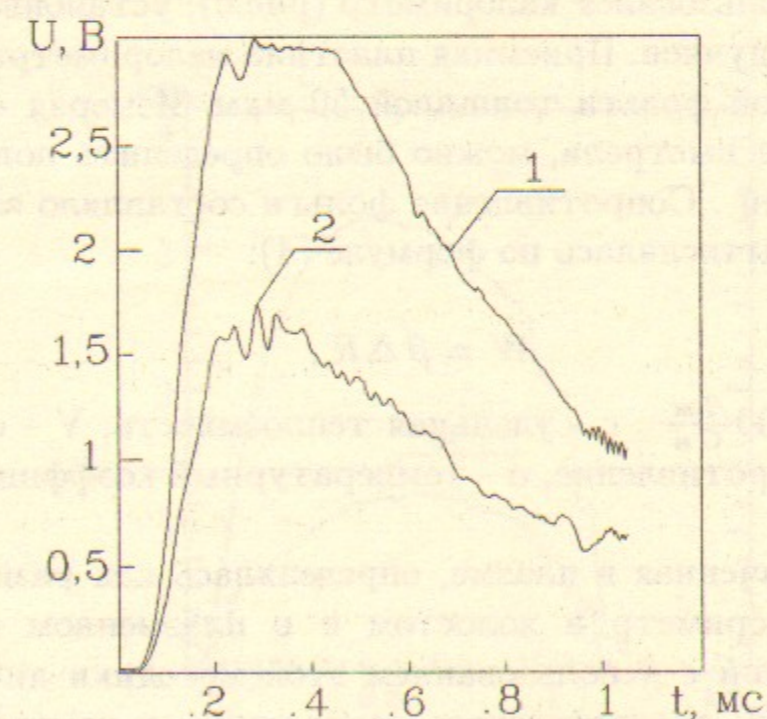


Рис. 5: Сигналы с приемных детекторов в «холостом прогоне» (1) и плазменном разряде (2).

для каждого момента времени в течение инъекции, где $\kappa(t)$ - коэффициент ослабления пучка, $j(t)$ - ток пучка в плазменном разряде, $j_0(t)$ - ток пучка в «холостом прогоне». В каждом выстреле измерялись также энергия инъекции $E(t)$ и ионный ток в цепи вытягивания ионных источников «Старт» $I(t)$. Мощность, захваченная при инъекции пучка в плазму, вычислялась по формуле:

$$P(t) = \kappa(t) E(t) I(t) \gamma, \quad (2)$$

где коэффициент $\gamma \sim 0.8$ - учитывает коэффициент перезарядки в газовой мишени и наличие электронной загрузки в цепи вытягивания. Величины $j(t)$, $E(t)$ и $I(t)$ записывались в АЦП и хранились в банке данных для последующей обработки. Точность измерений данным методом составляла $\sim 15\%$ и определялась, в основном, неконтролируемыми временными изменениями параметров пучков от выстрела к выстрелу.

Для проверки точности измерений и калибровки измерялась также полная энергия, захваченная в плазму:

$$W_{beam} = \int P(t) dt. \quad (3)$$

Для этого использовался калориметр (рис.6), установленный на приемнике одного из пучков. Приемная пластина калориметра была изготовлена из титановой фольги толщиной 50 мкм. Измеряя сопротивление фольги до и после выстрела, можно было определить полную энергию, поглощенную в ней. Сопротивление фольги составляло $\approx 6 \text{ Ом}$. Поглощенная энергия вычислялась по формуле (4):

$$W = \beta \Delta R, \quad (4)$$

где $\beta = \frac{cV}{R_0 \alpha} \approx 500 \frac{\text{Дж}}{\text{Ом}}$, c - удельная теплоемкость, V - объем фольги, R_0 - ее полное сопротивление, α - температурный коэффициент сопротивления.

Энергия, захваченная в плазме, определялась как разность энергии, попавшей на калориметр в холостом и в плазменном разрядах. Результаты измерений с использованием этой методики диафрагм с точностью $\approx 20\%$ соответствуют измерениям с помощью вторично-эмиссионных датчиков. На рис.7 показаны мощность, захваченная в плазму P_i , и полная мощность инъекции, измеренная в холостом выстреле P_{beam} .

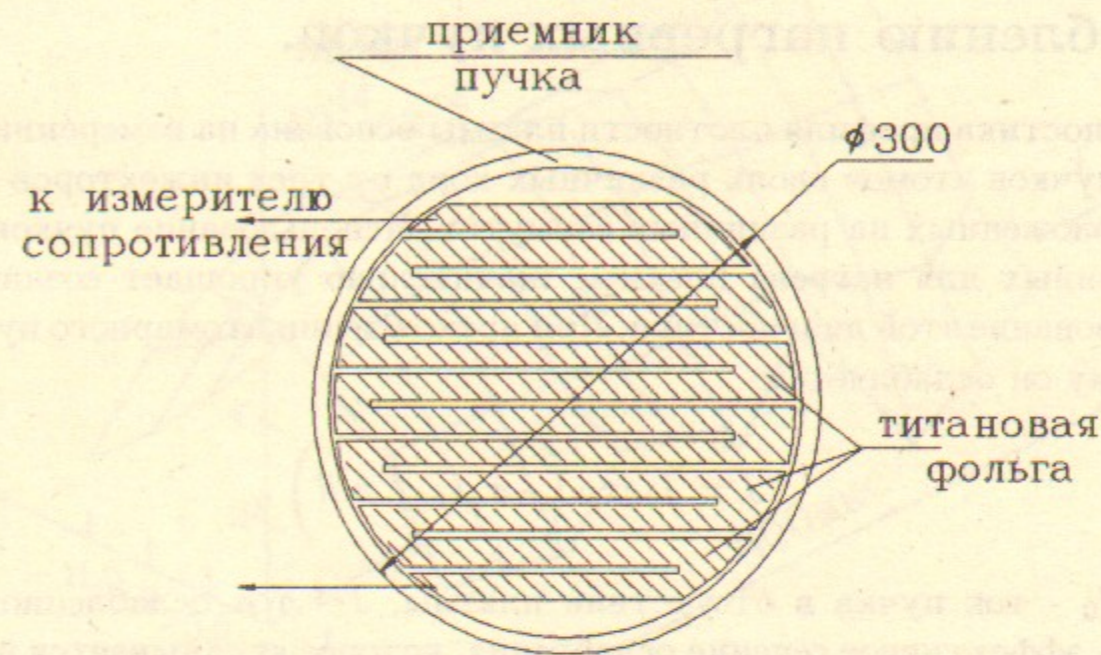


Рис. 6: Калориметр для измерения энергосодержания пучка.

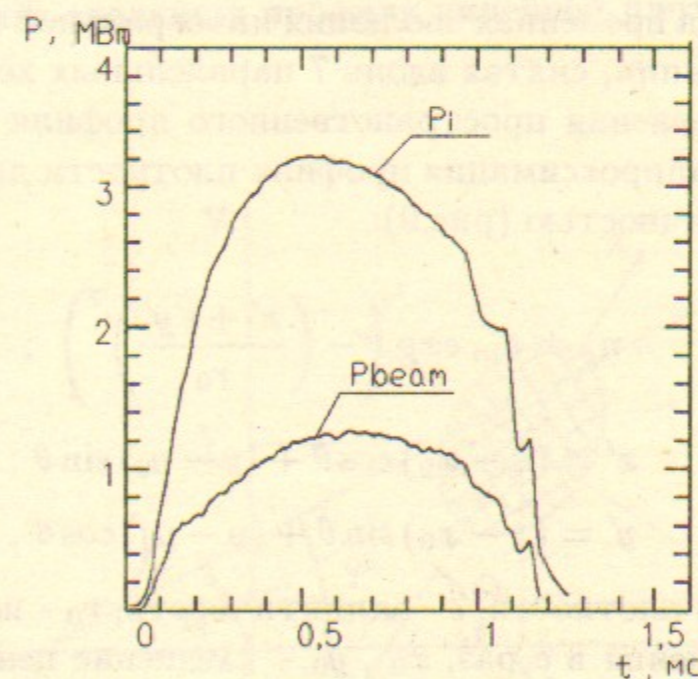


Рис. 7: Инжектированная в плазму P_i и захватываемая P_{beam} мощности.

2 Определение параметров плазмы по ослаблению нагревных пучков.

Диагностика профиля плотности плазмы основана на измерении ослабления пучков атомов вдоль различных хорд от трех инжекторов «Старт», расположенных на различных азимутах. Использование пучков, предназначенных для нагрева плазмы, значительно упрощает создание и использование этой диагностики. При прохождении атомарного пучка через плазму он ослабляется:

$$J = J_0 \exp\left(-\sigma_{eff} \int n dl\right), \quad (5)$$

где J_0 - ток пучка в отсутствии плазмы, J - ток ослабленного пучка, σ_{eff} - эффективное сечение ослабления, которое складывается из сечения перезарядки и сечения ионизации атомов пучка ионами и электронами плазмы. При энергии инжекции $E \approx 15 \text{ КэВ}$ основным процессом, определяющим ослабление пучка, является перезарядка ($\sigma_{ex} \approx 8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$), сечение ионизации при этом $\sigma_i \approx 1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [20, 21]. Ослабление пучка в экспериментах обычно составляло 20 - 40 %, что позволяет легко проводить измерения интегральной плотности плазмы с нужной точностью. На рис.8 показана временная эволюция интегральной плотности во время атомарной инжекции, снятая вдоль 7 параллельных хорд.

Для восстановления пространственного профиля плотности плазмы использовалась аппроксимация профиля плотности двумерной функцией Гаусса с эллиптичностью (рис.9):

$$n_p = n_m \exp\left(-\left(\frac{x' + \epsilon y'}{r_0}\right)^2\right); \quad (6)$$

$$x' = (x - x_0) \cos \theta + (y - y_0) \sin \theta;$$

$$y' = (x - x_0) \sin \theta + (y - y_0) \cos \theta,$$

где n_m - пиковая плотность, ϵ - эллиптичность, r_0 - полуширина плазмы на уровне ослабления в e раз, x_0, y_0 - смещение центра плазмы от оси ловушки. Вдоль оси ловушки профиль плотности плазмы в центральной части предполагался зависящим от $\Psi = \int H r dr$.

Проинтегрировав модельное распределение плотности вдоль произвольной хорды, направленной под углом φ к горизонтали и проходящей

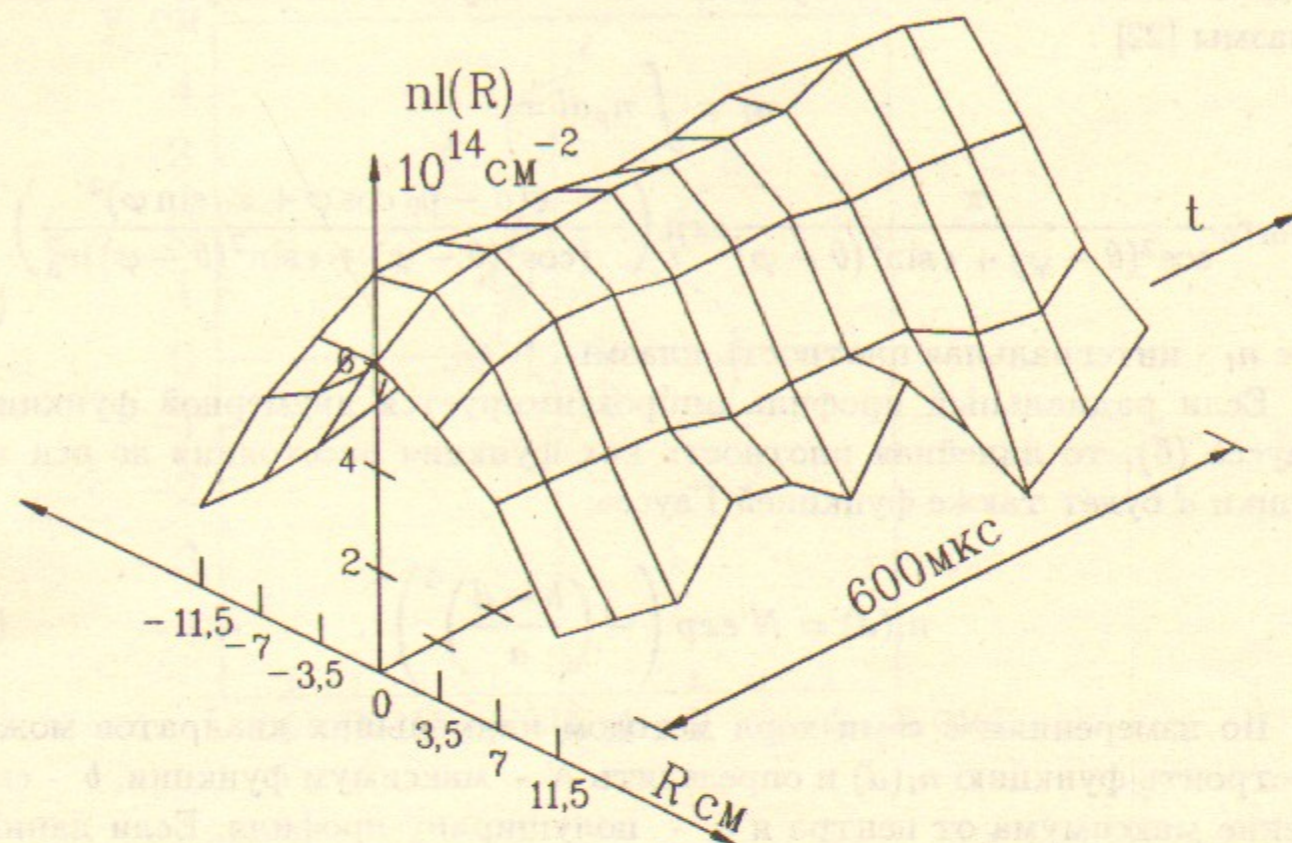


Рис. 8: Временная эволюция профиля линейной плотности плазмы.

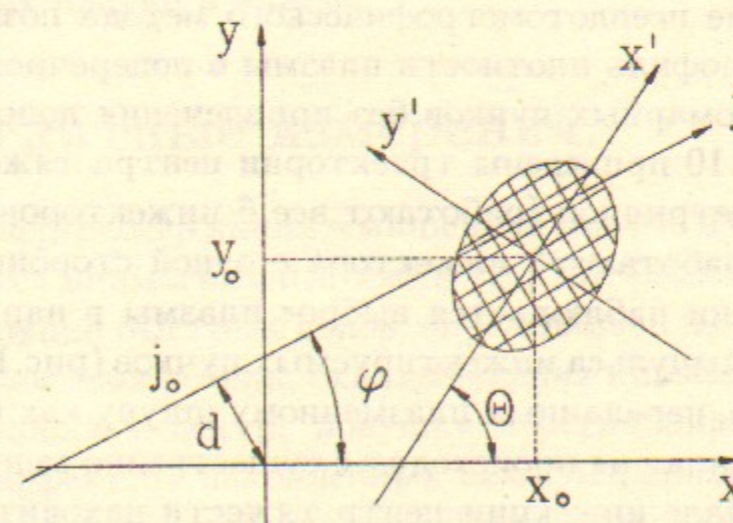


Рис. 9: Аппроксимация профиля плотности плазмы. Поперечное сечение плазменного "шнура".

на расстоянии d от оси ловушки, можно получить линейную плотность плазмы [22]:

$$n_l = \int n_p dl = n_m r_0 \frac{\pi}{\cos^2(\theta - \varphi) + \epsilon \sin^2(\theta - \varphi)} \exp\left(-\frac{\epsilon(d - y_0 \cos \varphi + x_0 \sin \varphi)^2}{(\cos^2(\theta - \varphi) + \epsilon \sin^2(\theta - \varphi))r_0^2}\right), \quad (7)$$

где n_l - интегральная плотность плазмы.

Если радиальный профиль аппроксимируется двумерной функцией Гаусса (6), то линейная плотность как функция расстояния до оси ловушки d будет также функцией Гаусса:

$$n_l(d) = N \exp\left(-\left(\frac{b-d}{a}\right)^2\right). \quad (8)$$

По измерениям с семи хорд методом наименьших квадратов можно построить функцию $n_l(d)$ и определить N - максимум функции, b - смещение максимума от центра и a - полуширину профиля. Если данные измерения провести для трех направлений инжекции (3-х инжекторов), то можно определить параметры модельного профиля плотности плазмы. Применение такого «псевдотомографического» метода позволяет по измерениям с 21 хорды восстанавливать 6 параметров профиля плотности плазмы. Использование томографического метода [23] практически затруднено из-за малого числа измерительных хорд и низкой точности измерения.

Использование псевдотомографического метода позволило оперативно определять профиль плотности плазмы в поперечном сечении во время инжекции атомарных пучков без привлечения дополнительных диагностик. На рис.10 приведены траектории центра тяжести плазменного шнура для симметричной (работают все 6 инжекторов) и несимметричной инжекции (работают 3 инжектора с одной стороны). При несимметричной инжекции наблюдается выброс плазмы в направлении нескомпенсированного импульса инжектируемых пучков (рис.10,б). При компенсации импульсов, переданных плазменному шнуру как целому, движение центра профиля плазмы происходит с существенно меньшей амплитудой (рис.10,а). В начале инжекции центр тяжести находится на оси ловушки с точностью ~ 1 см. При нескомпенсированной инжекции происходило смещение плазменного шнура на расстояние порядка размера плазмы со скоростью до 10^5 см/с. В экспериментах с атомарными пучками длительностью 250 мкс при симметричной инжекции наблюдалось возникновение

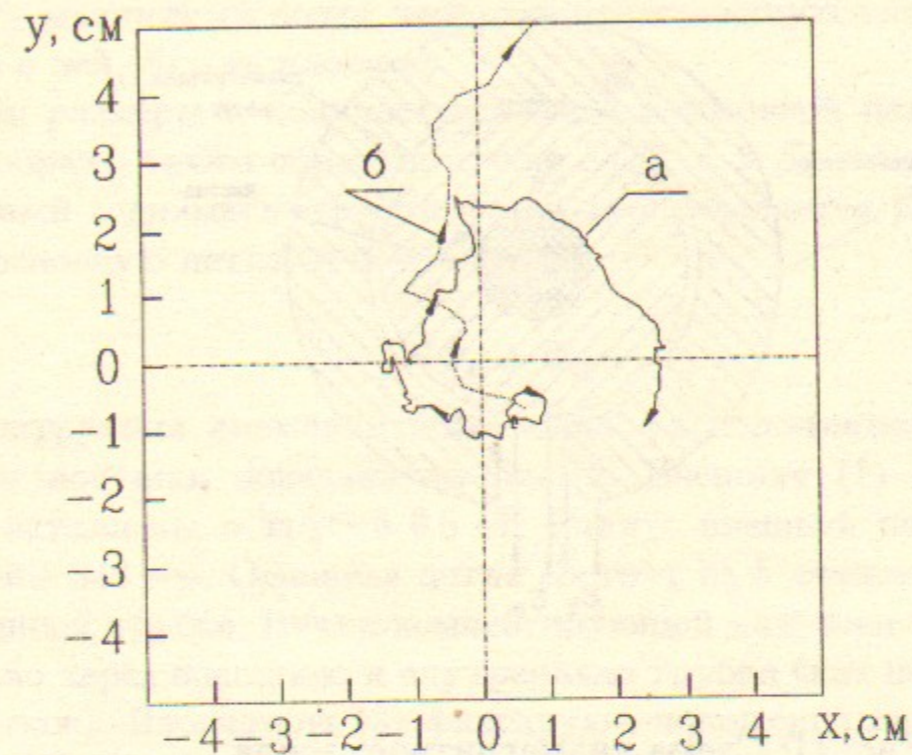


Рис. 10: Траектория центра тяжести плазменного шнура: а) в устойчивом режиме при симметричной инжекции; б) при нескомпенсированном токе инжекции ~ 40 А.

сильной эллиптичности профиля плотности ($\epsilon \sim 2$). Возникновение эллиптичности связано, по-видимому, с локальной нескомпенсированностью давления быстрых частиц в плазме.

3 Диамагнитные измерения.

Для измерения энергосодержания в мишенной плазме и быстрых ионах на ГДЛ используются диамагнитные зонды [24, 25]. Полная энергия, накапливаемая в популяции быстрых ионов, определялась из сравнения показаний двух диамагнитных петель, охватывающих плазменный шнур. Одна из них располагалась в центре ловушки и регистрировала суммарный диамагнитный эффект от накопленных быстрых ионов и нагреваемой в процессе инжекции мишенной плазмы. Другая находилась в сечении, соответствующем пробочному отношению $R = 3$. Быстрые ионы имеют малый разброс pitch-углов и отражаются в областях с $R \simeq 2$. Поэтому петля, расположенная в $R = 3$, регистрировала преимущественно диамагнитный эффект от мишенной плазмы.

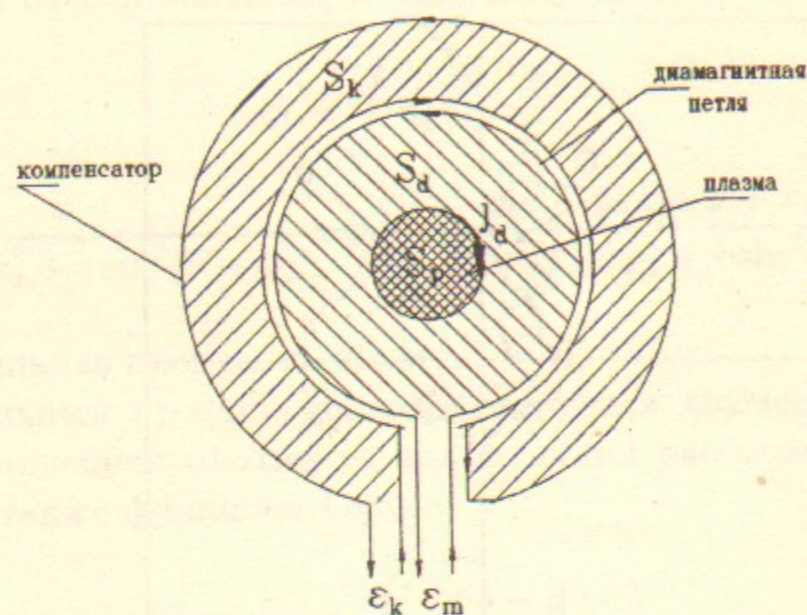


Рис. 11: Схема диамагнитного зонда.

Схема диамагнитных измерений приведена на рис.11. По закону электромагнитной индукции:

$$\mathcal{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi_m}{dt}, \quad (9)$$

\mathcal{E} - э. д. с. индукции в контуре, Φ_m - магнитный поток через контур.

В плазме, помещенной в магнитном поле, возникает диамагнитный ток, создающий поле ΔH , направленное навстречу внешнему полю H_0 . Магнитный поток через петлю в случае однородного удерживающего поля и однородной по сечению плазмы с резкой границей может быть записан следующим образом:

$$\Phi_m = N((S_d - S_p)(H_0 + \delta H) + S_p(H_0 + \delta H - \Delta H)), \quad (10)$$

где S_d - площадь контура, S_p - площадь сечения плазмы, δH - изменение магнитного поля вследствие его вытеснения, N - число витков. Добавочное поле δH связано с индукционными токами в металлической камере и катушках магнитной системы [26, 27].

Для определения диамагнетизма плазмы $\Phi_p = \int \Delta H dS$ использовался диамагнитный зонд, состоящий из основной и компенсирующей петель. Компенсирующая петля измеряла магнитное поле вне плазмы:

$$\Phi_k = N_k S_k (H_0 + \delta H), \quad (11)$$

где Φ_k - магнитный поток через компенсирующую катушку, N_k - число витков в ней, S_k - ее площадь.

Если размеры и количество витков в основной петле и компенсаторе подобрать таким образом, чтобы $N_k S_k = N S_d$, то магнитный поток, связанный с диамагнетизмом плазмы, определяется разностью потоков через основную петлю и компенсатор:

$$N \Phi_p = \Phi_m - \Phi_k. \quad (12)$$

Конструкция диамагнитного зонда, расположенного в центральном сечении ловушки показана на рис.12. Внешняя (1) и внутренняя (2) петли вставлены в трубки $\emptyset 8 \cdot 1$. Радиус внешней петли 425 мм, внутренней - 346 мм. Основная петля состоит из 5 витков, проложенных во внутренней трубке. Витки компенсирующей катушки проходят последовательно через внешнюю и внутреннюю трубки (как показано на рис.11) (10 витков). Изоляторы (3) фиксируют положение петель в вакуумной камере (4). Трубки внешней и внутренней петель крепятся к камере через изоляторы для предотвращения искажений из-за скин-токов в трубках. Диамагнитный зонд, расположенный за областью остановки быстрых частиц (в $R = 3$), имеет аналогичную конструкцию. Радиус внешней петли 174 мм, внутренней - 145 мм. Число витков в основной петле 5, в компенсаторе - 10.

На рис.13 приведена электрическая схема измерений потока Φ_p .

$$\Phi_p = \frac{c}{N} \int (\mathcal{E}_m - \mathcal{E}_k) dt = \frac{c}{N} \int (U_m - U_k) dt + RC(U_m - U_k) \quad (13)$$

$$\Phi_p = \frac{c}{N} \int U_{ex} dt + RC U_{ex}.$$

Магнитный поток через петлю связан с векторным потенциалом диамагнитных токов следующим соотношением [28]:

$$\Phi_p = \int \vec{B} d\vec{S} = \int_0^a 2\pi r dr \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r A_\varphi) = 2\pi a A_\varphi(a), \quad (14)$$

где a - радиус петли, A_φ - компонента векторного потенциала.

Для вычисления потока через петлю будем считать плазменный шнур тонким ($a \gg r_p$, r_p - радиус плазмы) (рис.14).

Магнитный момент единицы длины шнура в этом приближении:

$$\vec{\mu} = \frac{1}{H} \int dS \int \frac{mV_\perp^2}{2} f(\vec{V}) d\vec{V} = \frac{1}{H} \left(\int n T_e dS + \int n T_i dS \right) \quad (15)$$

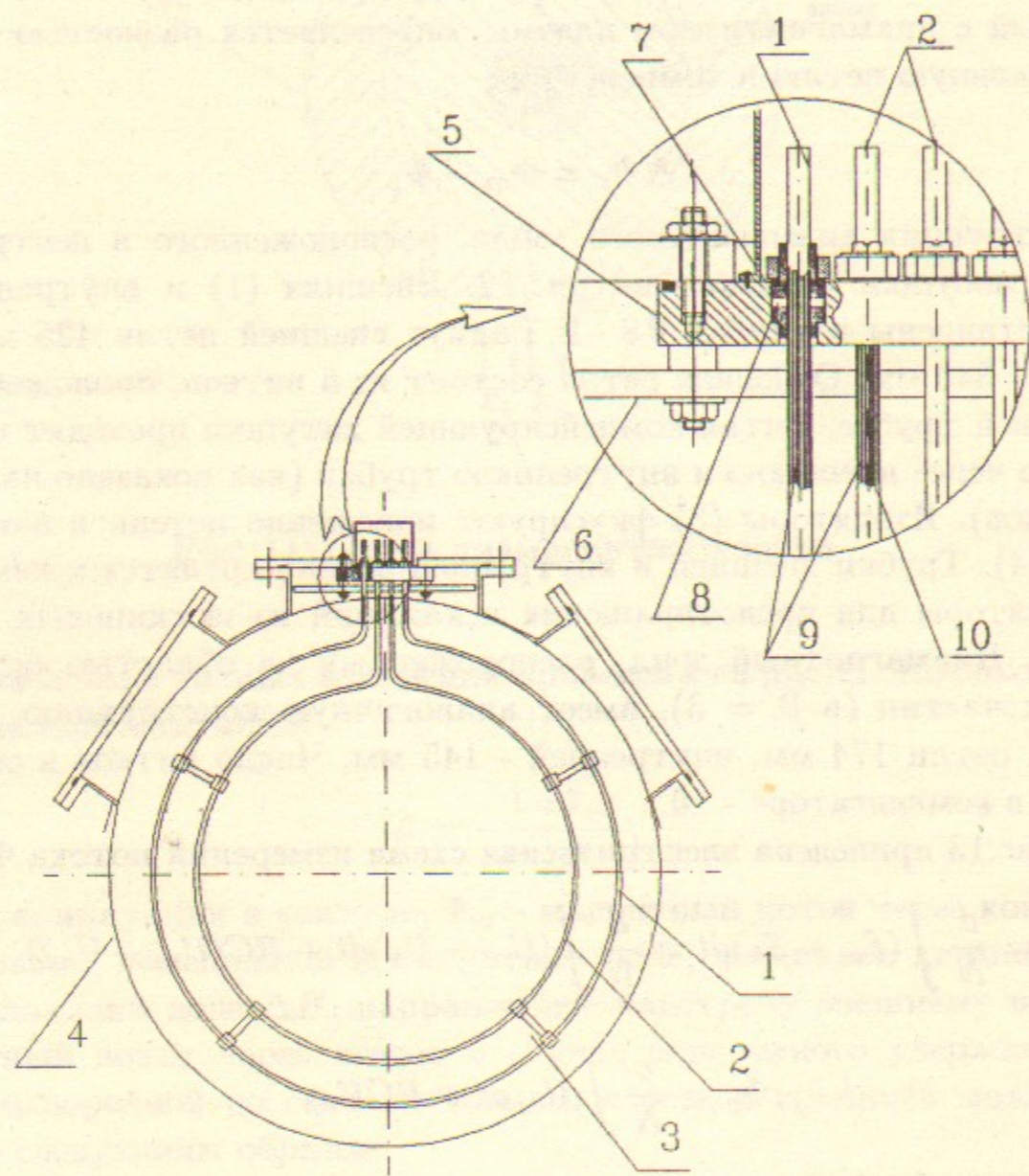


Рис. 12: Диамagnитный зонд. 1 - внешняя петля; 2 - внутренняя петля; 3 - опорный изолятор; 4 - вакуумная камера; 5 - установочный фланец; 6 - экран; 7 - изолятор; 8 - уплотнитель; 9 - компенсирующая катушка; 10 - основная петля.

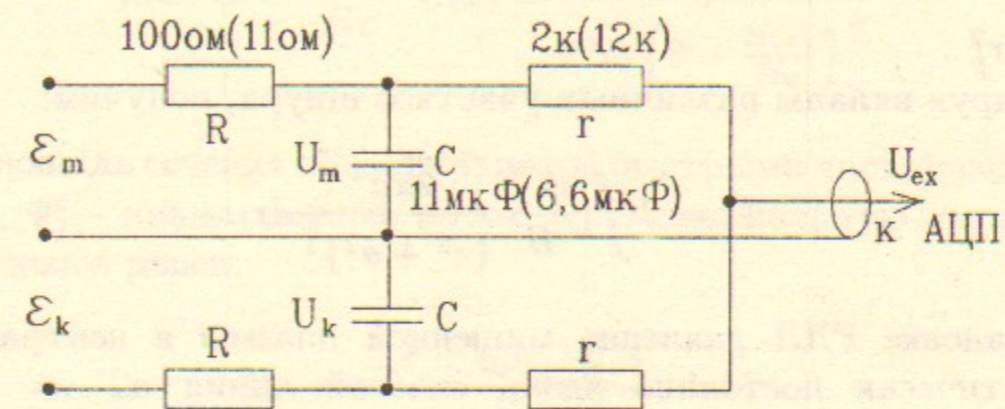


Рис. 13: Электрическая схема измерений потока.

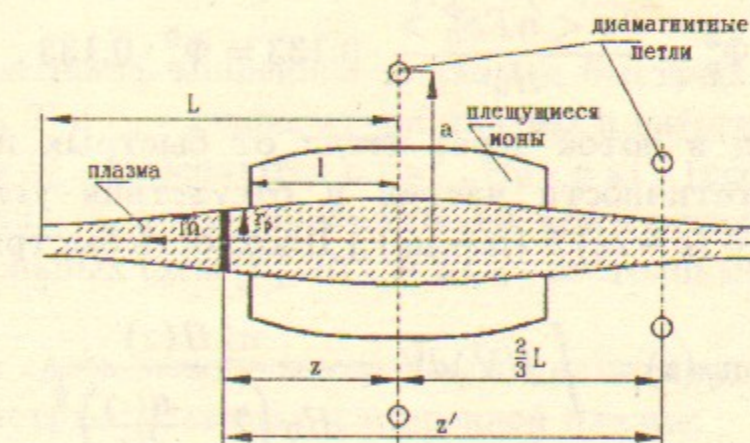


Рис. 14: Схема диамagnитных измерений.

при $T = T_e = T_i$, $n = n_e = n_i$,

$$\bar{\mu} = 2 \frac{\langle nTS \rangle}{H}, \quad (16)$$

где $S = \pi r_p^2$.

Суммируя вклады различных участков шнура, получим:

$$\Phi_p = 2 \int \frac{nTS}{H} \frac{2\pi a^2}{(z^2 + a^2)^{\frac{3}{2}}} dz. \quad (17)$$

В установке ГДЛ давление мишенной плазмы в центральной части практически постоянно вдоль силовой линии $nT = const$, а профиль магнитного поля может быть аппроксимирован формулой [3] $H(z) = H_0 / (1 - \frac{R-1}{R} \frac{z}{L})$, где $L = 350$ см - расстояние от центра ловушки до пробки. Тогда в соответствии с (17) магнитный поток, связанный с диамагнетизмом основной плазмы, через петлю, расположенную в центре ловушки ($a = 34,6$ см):

$$\Phi_p^e = \frac{8\pi \langle nTS_0^p \rangle}{H_0} \cdot 0.842 = \Phi_p^0 \cdot 0.842, \quad (18)$$

где S_0^p - площадь сечения плазменного шнура в центре ловушки.

Для петли, расположенной в пробочном отношении $R = 3$ ($a = 14,5$ см, $z \simeq 2L/3$):

$$\Phi_p^3 = \frac{8\pi \langle nTS_0^p \rangle}{H_0} \cdot 0.133 = \Phi_p^0 \cdot 0.133. \quad (19)$$

Найдем вклад в поток через петли от быстрых ионов в приближении моноэнергетичности частиц и отсутствия углового разброса ($f(\epsilon, \mu) = const \delta(\epsilon - \epsilon_0) \delta(\mu - \mu_0)$) Плотность быстрых частиц:

$$n_f(z) = \int f(\vec{V}) d\vec{V} = \frac{n_0^f H(z)}{H_0 \left(2 - \frac{H(z)}{H_0}\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (20)$$

Создаваемое ими давление:

$$p_{\perp}(z) = \int \frac{mV_{\perp}^2}{2} f(\vec{V}) d\vec{V} = \frac{\epsilon_0 n_0^f H^2(z)}{2H_0^2 \left(2 - \frac{H(z)}{H_0}\right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (21)$$

где H_0 и n_0^f - магнитное поле и плотность быстрых частиц в центре ловушки. Дипольный момент единицы длины:

$$\mu(z) = -\frac{cp_{\perp}(z)}{Hc} S(z) = \frac{\epsilon_0 n_0^f S_0^f}{2H_0 \left(2 - \frac{H(z)}{H_0}\right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (22)$$

где S_0^f - площадь сечения области занятой быстрыми частицами в центре.

Тогда, Φ_f^c - диамагнитный поток через центральную петлю от плещущихся ионов равен:

$$\Phi_f^c = \frac{2\pi \langle \epsilon_0 n_0^f S_0^f \rangle}{H_0} \cdot 1.11. \quad (23)$$

Использованные калибровочные коэффициенты проверялись с помощью вводимых в камеру импульсных соленоидов с размерами и плотностью намотки, соответствовавшими параметрам измеряемых диамагнитных токов.

Из (13,18,19,23) в практических единицах имеем:

$$0.842 \cdot nTS_0^p + \frac{1}{4} \cdot 1.11 \cdot \epsilon_0 n_0^f S_0^f = 496.677 \cdot \frac{H_0 RC_c}{N_c} \left(\frac{\int U_{ex}^c dt}{RC_c} + U_{ex}^c \right) \quad (24)$$

$$0.133 \cdot nTS_0^p = 496.677 \cdot \frac{H_0 RC_3}{N_3} \left(\frac{\int U_{ex}^3 dt}{RC_3} + U_{ex}^3 \right), \quad (25)$$

где n и n_0^f - плотность мишенной плазмы и быстрых частиц в единицах 10^{13} см^{-3} , T и ϵ_0 - температура плазмы и энергия горячей компоненты [эВ], S_0^p и S_0^f - измеряются в см^2 , H_0 - в кГс (все величины взяты в центре ловушки), N_c и N_3 - количество витков в петлях, U_{ex}^c и U_{ex}^3 - сигналы с измерительных схем [В], RC_c и RC_3 - постоянные интегрирования [мкс].

Легко найти связь между измеренным диамагнетизмом и энергосодержанием в быстрых частицах и мишенной плазме:

$$\langle \epsilon_f \rangle = \int_{-l}^l S(z) \epsilon_0 n(z) dz = 1.623 \cdot \epsilon_0 n_0^f S_0^f \cdot 2l \quad (26)$$

$\langle \epsilon_f \rangle$ - энергосодержание в плещущихся ионах, l - координата точки остановки.

$$\langle \epsilon_p \rangle = \frac{3}{2} \cdot 2L \cdot nTS_0^p \quad (27)$$

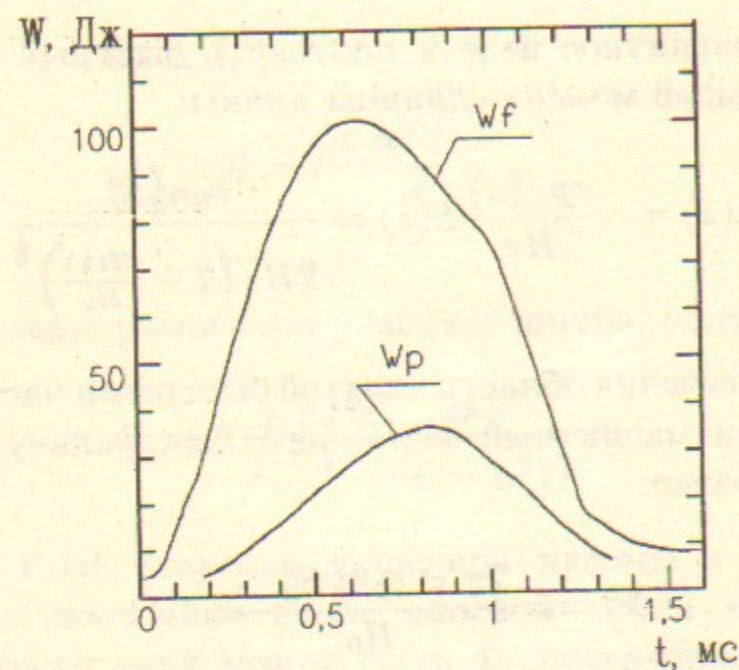


Рис. 15: Энергосодержание в плещущихся ионах и мишенной плазме. W_f - энергия в плещущихся ионах; W_p - энергия в мишенной плазме.

$\langle \epsilon_p \rangle$ - энергосодержание в мишенной плазме. Применительно к параметрам ГДЛ $L = 350$ см, $l = 188.25$ см.

На рис.15 приведены энергосодержание в мишенной плазме и популяции плещущихся ионов, измеренные в экспериментах по нагреву атомарными пучками.

4 Сеточный энергоанализатор атомов перезарядки.

Локальный поток атомов перезарядки из области остановки ($R = 2$) измерялся сеточным энергоанализатором [29] (рис.16), который состоял из сеточной системы (1), обдирочной мишени (2), коллиматора (3) и поворотного механизма (4).

Анализатор измерял поток атомов перезарядки с энергиями от 4 кэВ до энергии инжекции. Нижний предел связан с падением эффективности обдирки и ростом рассеяния атомов в гелиевой мишени. Коллиматор выделял из области наблюдения сектор с угловым размером $\Delta\theta_l = \pm 1^\circ$. Поворотный механизм позволял перемещать линию наблюдения поперек

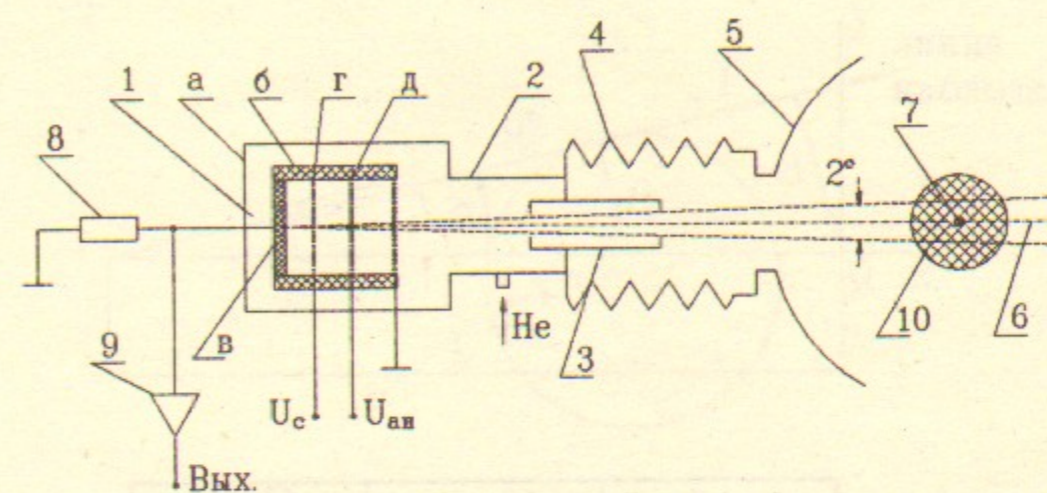


Рис. 16: Схема электростатического анализатора атомов перезарядки. 1 - анализатор: а - корпус, б - изолятор, в - коллектор, г - супрессорная сетка, д - анализирующая сетка; 2 - обдирочная мишень; 3 - коллиматор; 4 - поворотный механизм; 5 - вакуумная камера; 6 - линия наблюдения; 7 - ось установки; 8 - измерительный шунт; 9 - усилитель; 10 - плазма.

и вдоль плазменного шнура. В импульсной гелиевой мишени происходила обдирка атомов. Сечение обдирки в гелиевой мишени (при энергии атомов 5 - 15 кэВ) $\sigma_{01} = 13.3 - 15.0 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [30], при этом выход ионов из мишени ~ 0.5 . Энергетический спектр атомов перезарядки снимался в серии выстрелов при различных напряжениях на анализирующей сетке $U_{ан}$, с разрешением $\simeq 300$ В. Эта величина определялась провисанием потенциала на сетке анализатора и потерями энергии частиц при обдирке.

На рис.17 показан энергетический спектр атомов перезарядки в различные моменты времени после начала инжекции в одном из режимов работы установки.

Ток атомов перезарядки в анализатор составлял $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ А, что соответствует приводимой ниже оценке. Полный поток атомов перезарядки из единицы объема равен:

$$\left(\frac{dn_f}{dt} \right)_{ex} = n_f n_0 \langle \sigma v \rangle_{ex}, \quad (28)$$

где n_0 - плотность нейтрального газа, n_f - плотность быстрых ионов, $\langle \sigma v \rangle_{ex}$ - скорость перезарядки. При $n_0 = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_f = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\langle \sigma v \rangle_{ex} \simeq 10^{-7} \text{ см}^3/\text{сек}$ ($E = 2 - 15 \text{ кэВ}$), получим $j_{ex} = 6 \cdot 10^{14} \text{ частиц}/\text{см}^3 \text{ сек}$. В области наблюдения горячие

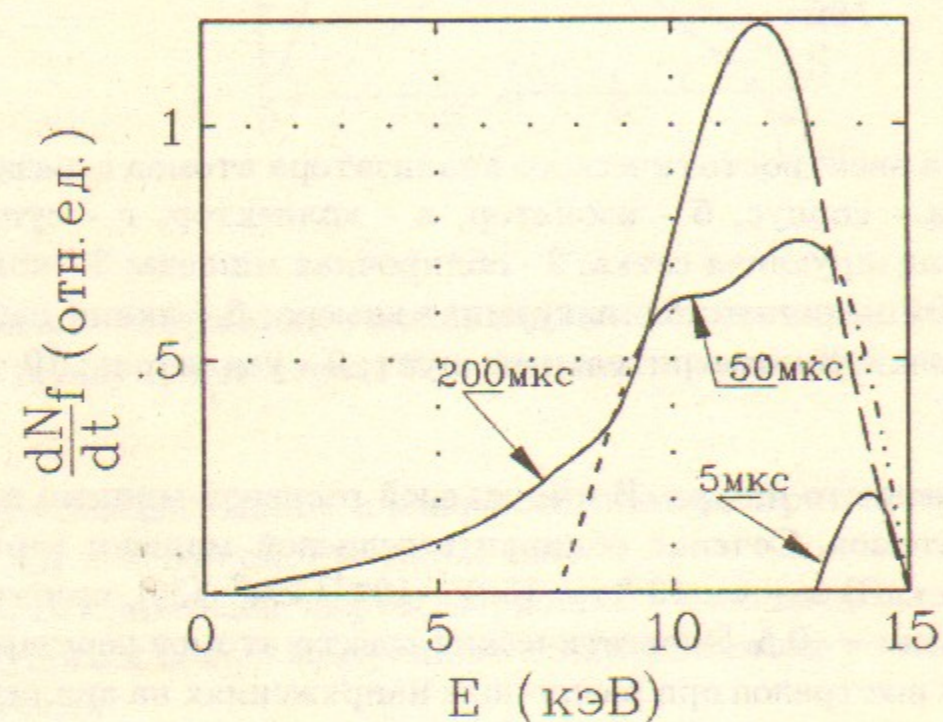


Рис. 17: Энергетический спектр атомов перезарядки в различные моменты времени после начала инъекции. Температура плазмы изменяется с 5 до 14 эВ, плотность плазмы — $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, давление в вакуумной камере перед выстрелом — $1.3 \cdot 10^{-4} \text{ Па}$, мощность захватываемая в плазму — 700 кВт.

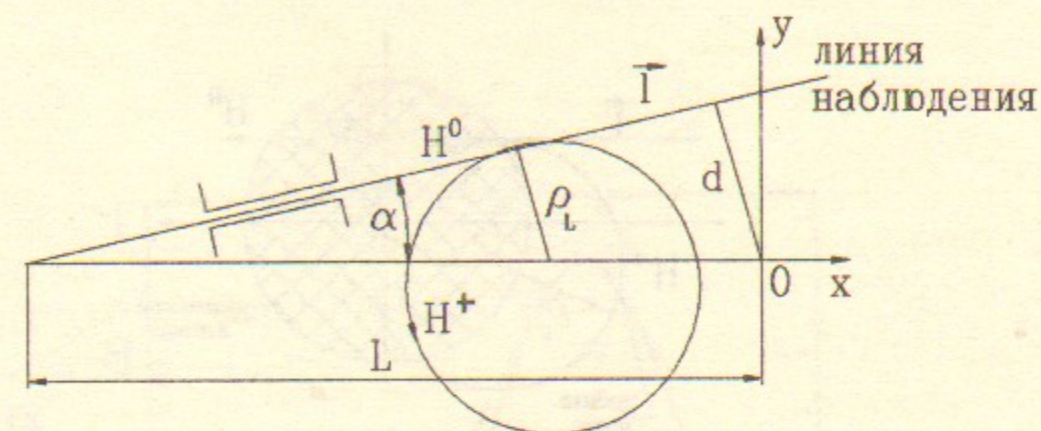


Рис. 18: Моделирование потока атомов перезарядки в анализатор.

ионы имели ширину функции распределения по углу $\Delta\Theta = \pm 15^\circ$, тогда доля атомов попавших в анализатор из плазмы:

$$\nu = \frac{\Delta\Theta_l^2}{2\pi\Delta\Theta} \approx 2 \cdot 10^{-4}, \quad (29)$$

где $\Delta\Theta_l$ - угол коллимации.

Объем плазмы, из которого частицы попадают в анализатор, $V \approx 40 \text{ см}^3$, тогда поток атомов перезарядки, равен:

$$I_{ex} = \gamma \left(\frac{n_f}{dt} \right)_{ex} V \nu \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ А}, \quad (30)$$

где γ - коэффициент конверсии в обдирочной мишени ($\sim 0,5$).

Поворотный механизм позволял проводить измерения потока атомов перезарядки вдоль различных измерительных хорд. Для анализа зависимости потока атомов в анализатор I_{ex} от направления наблюдения использовалась следующая модель. Поток атомов в апертуру анализатора обусловлен перезарядкой ионов, ларморовский центр которых находится в точках $l - \rho_l$ (рис.18), тогда:

$$I_{ex} \sim \int \langle \sigma v \rangle_{ex} n_f(l - \rho_l) n_0(l) dl, \quad (31)$$

где d - расстояние от линии наблюдения до оси ловушки, n_f - плотность ларморовских центров в точке $l - \rho_l$, n_0 - плотность газа.

Плотность ларморовских центров определялась из модели, которая не учитывала торможение ионов и их азимутальный дрейф. Естественно,

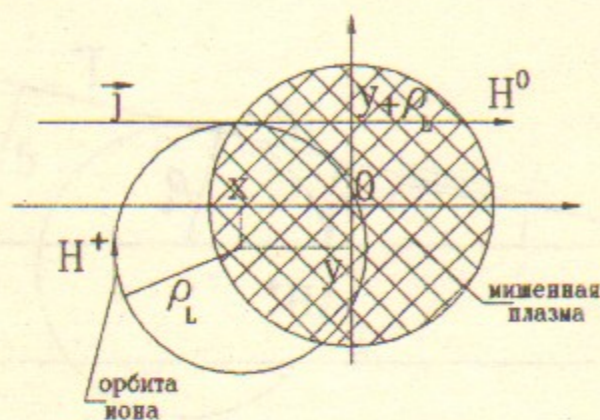


Рис. 19: Захват быстрых атомов.

что эта модель разумно описывает распределение потока атомов перезарядки при инъекции лишь при $t \ll \tau_{дрейфа}$. Профиль плотности плазмы в ГДЛ аппроксимировался в функции вида:

$$n_p(\vec{r}) = n_m \exp\left(-\left(\frac{r}{a}\right)^2\right), \quad (32)$$

где a - полуширина профиля, n_m - пиковая плотность.

В модельных расчетах профиль потока атомов, инжектированных в ловушку (рис.19), описывался формулой:

$$j(x, y) = j_0(z) \exp\left(-\left(\frac{y}{r_0}\right)^2\right). \quad (33)$$

При $r_0 = 6.5$ см эта формула дает хорошее приближение к экспериментально измеренной ширине пучка. Поток атомов на силовую линию, проходящую через точку (x, y) центрального сечения плазменного шнура, может быть выражен следующим образом [31, 32]

$$J(x, y) = J_0(y) \exp\left(-\frac{\sigma_{eff}}{\sin \Theta} \int n_p(x, y) dx\right), \quad (34)$$

где $J_0(y) = \int j(x, y) dz$ - неослабленный поток атомов, σ_{eff} - эффективное сечение захвата, n_p - плотность плазмы, фактор $1/\sin \Theta$ - результат наклона пучка. Зная поток атомов в каждой точке, можно определить поток ионов, захваченных на каждой силовой линии:

$$\frac{dN_f}{dt} = \frac{n_p \sigma_{eff}}{\sin \Theta} J_0(y) \exp\left(-\frac{\sigma_{eff}}{\sin \Theta} \int n_p(x, y) dx\right). \quad (35)$$

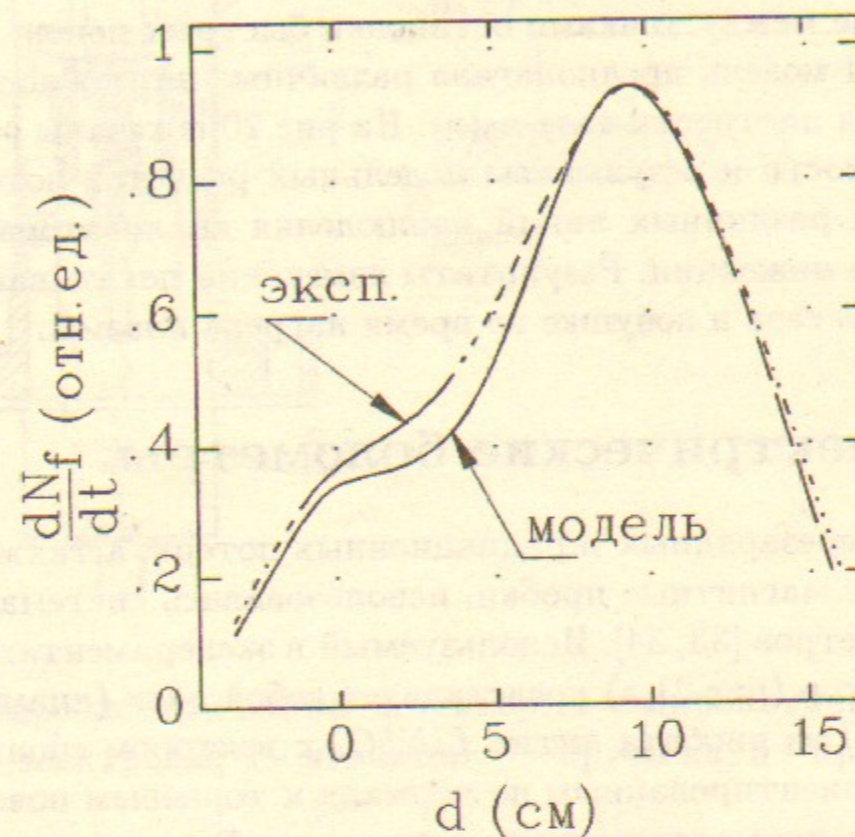


Рис. 20: Зависимость потока атомов перезарядки от направления наблюдения. d - расстояние от линии наблюдения до оси установки. Температура плазмы - 14 эВ, плотность плазмы - $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, давление в вакуумной камере перед выстрелом - $1.3 \cdot 10^{-4} \text{ Па}$, мощность захватываемая в плазму 700 кВт, размер плазмы $a = 5$ см, ларморовский радиус быстрых ионов $r_l = 4.5$ см. При модельных вычислениях использовалось распределение нейтральных атомов, учитывающее выгорание газа в плазме:

$$n_0 = \begin{cases} N_0 & , r < r_p \\ 0.15 \cdot N_0 & , r > r_p \end{cases}$$

где $N_0 = \text{const}$, $r_p = 5$ см.

Плотность ларморовских центров вычисляется по формуле:

$$n_f(x, y) = \int \frac{dN_f(x, y + \rho l)}{dt} \frac{dt}{l} \quad (36)$$

где l - расстояние между точками остановки быстрых ионов.

Используемая модель предполагала различные возможности аппроксимации профиля плотности газа $n_0(r)$. На рис.20 показаны экспериментальные зависимости и результаты модельных расчетов потока атомов перезарядки для различных линий наблюдения анализатора через 100 мкс после начала инъекции. Результаты измерений показывают выгорание нейтрального газа в ловушке во время нагрева плазмы.

5 Пироэлектрические болометры.

Для измерения перезарядных и радиационных потерь, а также продольных потерь через магнитные пробки, использовалась система пироэлектрических болометров [33, 34]. Используемый в экспериментах пироэлектрический детектор (рис.21,а) представляет собой диск (диаметр 10 мм, толщина 50 мкм) из ниобата лития $LiNbO_3$ с вектором спонтанной поляризации P_s , ориентированным по нормали к торцевым поверхностям, на которые нанесены металлические электроды. В достаточно широком диапазоне температур пироэлектрический коэффициент $\gamma = dP_s/dT$ для ниобата лития постоянен.

Рассмотрим работу пирокерамического болометра (рис.21,б), нагруженного на сопротивление R_r (емкостью нагрузки пренебрежем). Отводом энергии от болометра за время измерения в наших условиях можно пренебречь. Параметры кристалла: площадь приемной поверхности - S , толщина - d , мощность, падающая на единицу поверхности, - W , объемная теплоемкость кристалла - ρc . Распределение температуры по глубине таблетки при импульсном нагреве существенно неоднородно, так как $d \gg (\kappa\tau/\rho c)^{\frac{1}{2}}$, где κ - коэффициент теплопроводности, τ - время измерений ($\tau \sim 1$ мс). В объеме кристалла имеем: $div D = 0$ или $\frac{d}{dt}(\epsilon E(l, t) + 4\pi P_s(l, t)) = 0$, где l отсчитывается от поверхности таблетки. Из граничного условия на металлическом электроде получим:

$$\epsilon E(l, t) + 4\pi P_s(l, t) = -4\pi\sigma(t), \quad (37)$$

где ϵ - диэлектрическая проницаемость, σ - поверхностная плотность заряда. Используя очевидные равенства $\int E(l, t)dl + IR_r = 0$ и $-S \frac{d\sigma}{dt} = I$ и интегрируя (37) по толщине, имеем:

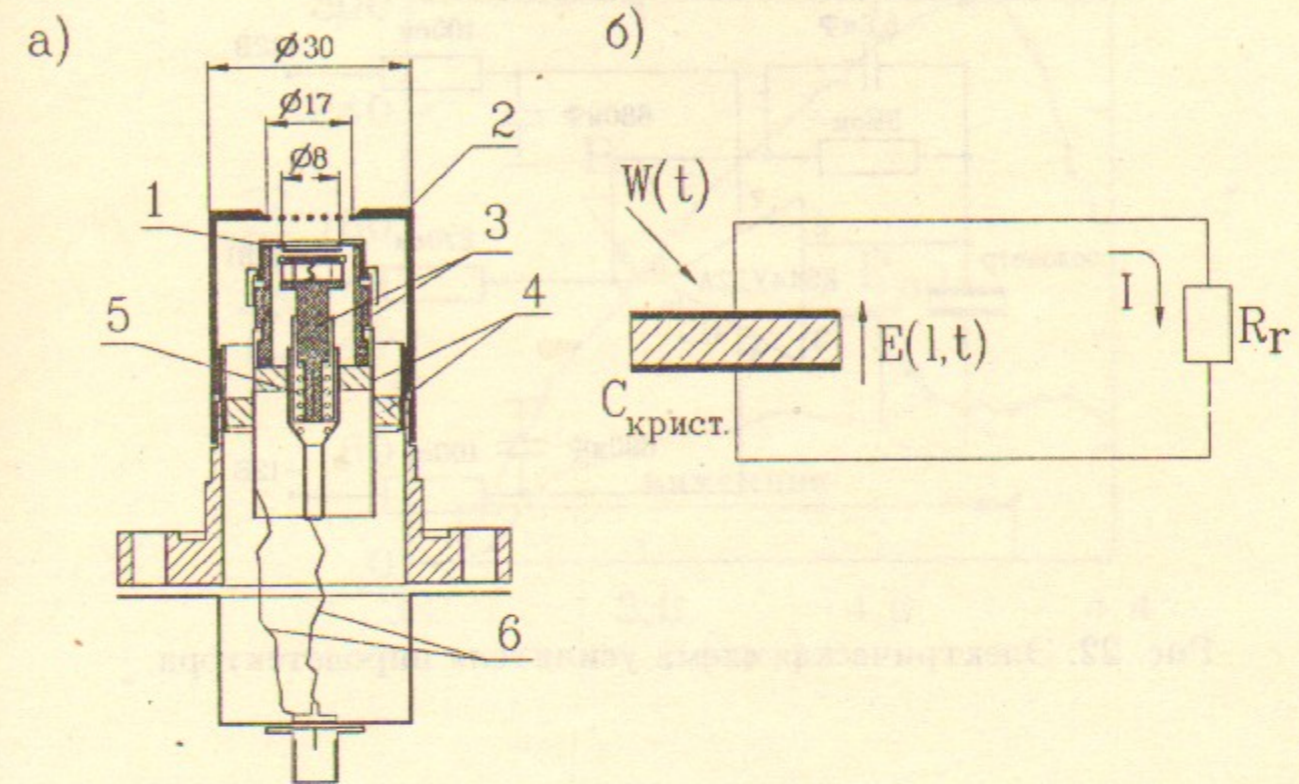


Рис. 21: Пироэлектрический детектор. 1 - пироактивный элемент; 2 - корпус; 3 - электроды; 4 - изолятор; 5 - пружина; 6 - проводники.

$$-\epsilon U_R + 4\pi \int P_s(l, t)dl = -4\pi\sigma(t)d, \quad (38)$$

где $U_R = I R_r$ - падение напряжения на измерительном сопротивлении. Дифференцируя (38) по времени, получим:

$$-\epsilon \frac{dU_R}{dt} + 4\pi \int \frac{dP_s}{dt}dl = \frac{4\pi dU_R}{SR_r}. \quad (39)$$

Пренебрегая тепловыми потоками в пироэлектрике вдоль поверхности таблетки, получим:

$$4\pi \int \frac{dP_s}{dt}dl = 4\pi\gamma \int \frac{dT}{dt}(l, t)dl = 4\pi\gamma \frac{W(t)}{\rho c}. \quad (40)$$

Окончательно (38) примет вид:

$$\frac{R_r S \epsilon}{4\pi d} \frac{dU_R}{dt} + U_R = \frac{\gamma W(t) S R_r}{\rho c d}. \quad (41)$$

В условиях экспериментов на ГДЛ постоянная времени $R_r C_{\text{крист.}} \ll \tau_{\text{имп.}}$ и сигнал с детектора равен:

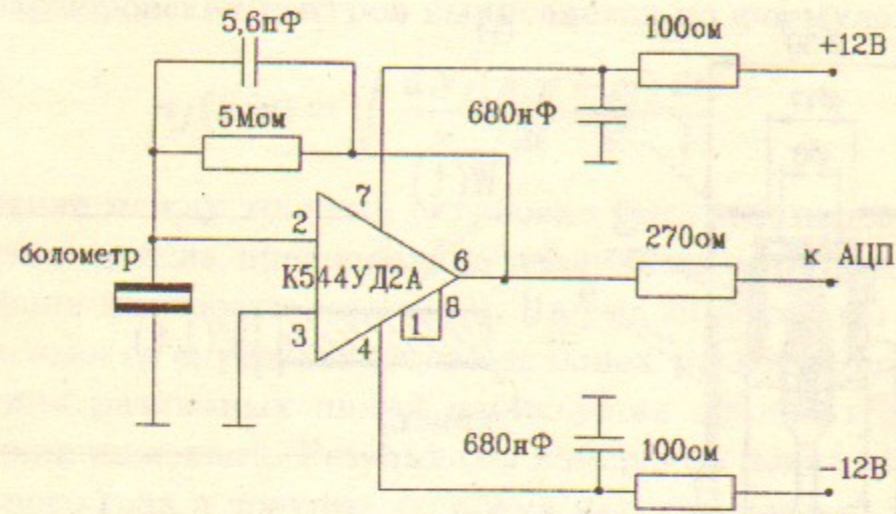


Рис. 22: Электрическая схема усилителя пиродетектора.

$$U_R = \frac{S\gamma}{c\rho d} R_r W(t). \quad (42)$$

N	Размер участка (см)	z (см)	$K(\frac{\kappa Bm}{B})$
1	-260 ÷ -215	-230	100
2	-215 ÷ -140	-180	168
3	-140 ÷ -110	-125	67
4	-110 ÷ 110	0	493
5	110 ÷ 140	125	67
6	140 ÷ 215	180	168
7	215 ÷ 260	230	100

Таблица 2: Расположение пироэлектрических болометров.

Для используемых детекторов $\gamma/c\rho = 1.4 \cdot 10^{-9}$ Кл см/Дж. При $S = \pi \cdot (0,5)^2 \text{ см}^2$, $R_r = 5 \text{ Мом}$ расчетная вольт-ваттная чувствительность детектора $\frac{U_R}{W(t)} = 0.11 \frac{B \text{ см}^2}{Bm}$ (для измерительной схемы приведенной на рис.22). Экспериментально измеренная чувствительность при калибровке электронным пучком с энергией 150-300 эВ и импульсным световым излучением (лампа ИЛТИ-203) составляют 0.14-0.15 $\frac{B \text{ см}^2}{Bm}$. Порог чувствительности детектора определяется минимальным значением

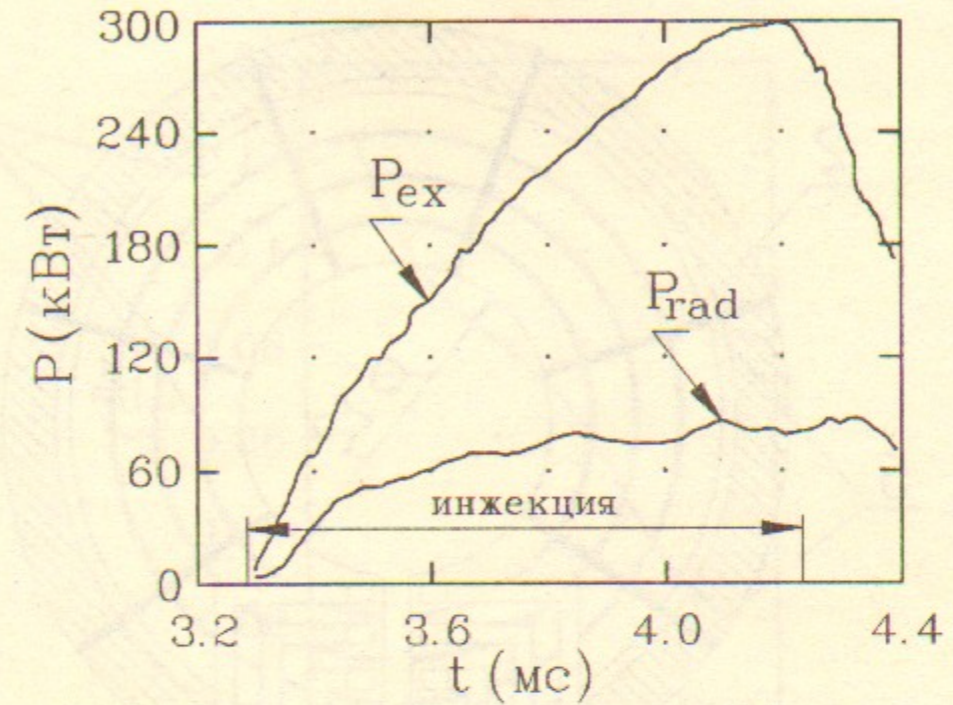


Рис. 23: Мощность радиационных и перезарядных потерь из плазмы при атомарном нагреве.

регистрируемого сигнала ($\sim 1 \text{ мВ}$) и составляет $10 \frac{\mu Bm}{\text{см}^2}$. Верхний предел измерений, обусловленный температурным диапазоном линейности пироэлектрического коэффициента кристалла, составляет $\approx 1 \frac{K \text{ см}^2}{\text{см}^2}$.

Пироэлектрические болометры, измеряющие радиационные и перезарядные потери, располагались на стенках вакуумной камеры $R = 50 \text{ см}$ симметрично относительно центра. Для вычисления полной падающей на стенки мощности использовалось разбиение камеры на 7 участков. Мощность, падающая на каждый участок, вычислялась по формуле:

$$P_i = \frac{U_i 2\pi R l_i}{S_v} = K_i U_i,$$

где U_i - сигнал с болометра, l_i - длина участка. В таблице 2 приведены размеры участков, места расположения болометров и коэффициенты K_i .

На рис.23 показаны результаты измерения мощности радиационных и перезарядных потерь из плазмы при атомарном нагреве, снятые с использованием пироэлектрических болометров.

Продольные потери из ловушки измерялись подвижным болометром, расположенным в одном из расширителей вблизи пробки. Болометр перемещался поперек струи истекающей из ловушки плазмы.

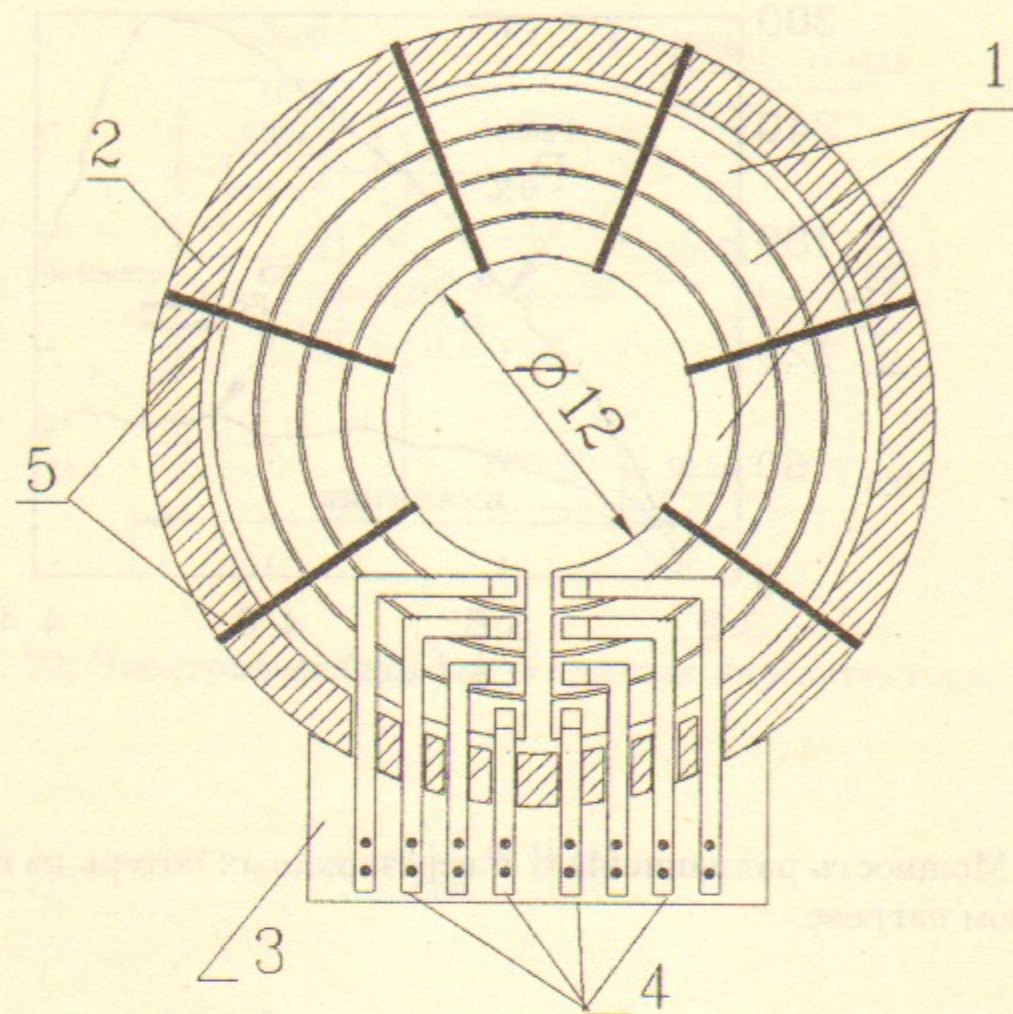


Рис. 24: Кольцевые диафрагмы. 1 - секции диафрагмы; 2 - несущее кольцо; 3 - распределительная колодка; 4 - подводы; 5 - изоляторы.

6 Кольцевые диафрагмы.

Для измерения энергии, выделяемой на лимитерах, в центральной камере в сечениях с пробочными отношениями 2,8 и 2,7 были установлены две кольцевые диафрагмы рис.24 с внутренним диаметром $d = 12$ см (~ 20 см при пересчете в центральную плоскость ловушки) и внешним $D = 25$ см, которые были разбиты на 4 секции по радиусу. Диафрагмы изготавливались из титановой фольги толщиной 10 мкм и имели сопротивление каждой секции 1-2 Ом. Для определения полной энергии, вынесенной на каждую секцию, измерялось ее электрическое сопротивление до и после выстрела. Измеренный коэффициент $\beta = \frac{dW}{dR}$ для каждой секции составлял $70 \pm 5 \frac{\text{Дж}}{\text{Ом}}$, что позволяло измерять энергию с точностью ~ 1 Дж. Калибровка диафрагм-калориметров осуществлялась по изме-

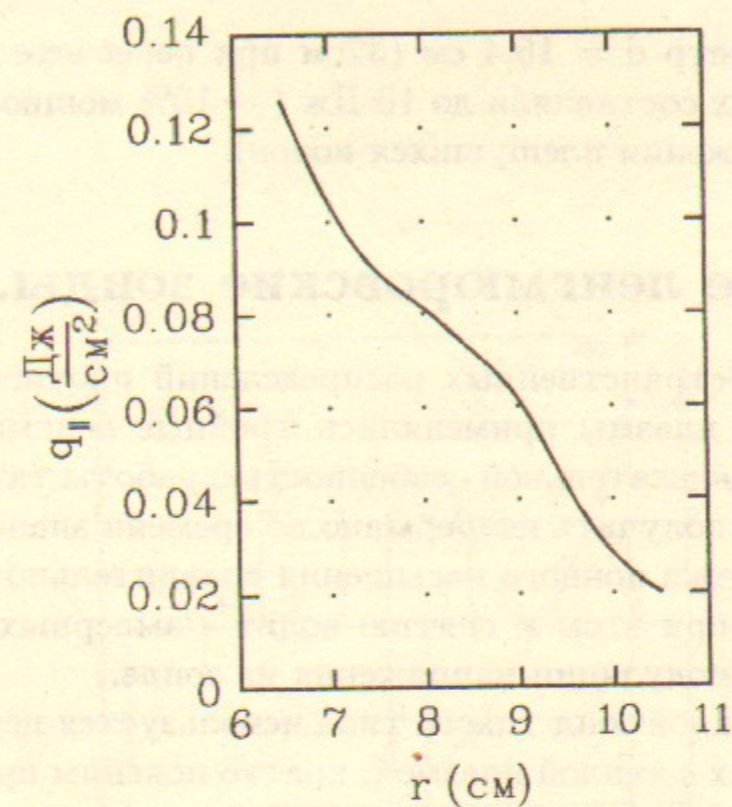


Рис. 25: Радиальное распределение потерь энергии в тени лимитера.

нению сопротивления при импульсном омическом нагреве. Полученное таким образом значение β соответствует расчетному с использованием табличных значений параметров. Использование такой конструкции диафрагм позволило судить о распределении по радиусу потерь на них. В экспериментах по нагреву атомарной инжекцией были измерены потери энергии на диафрагмы. На рис.25 показано радиальное распределение потерь на кольцевую диафрагму. Полные потери составляли 20-30 Дж при длительности инжекции 250 мкс и были сравнимы с энергией, переданной от плещущихся ионов плазмы.

Недостатком описаной выше конструкции диафрагм было то, что они располагались близко к центру ловушки и имели малый внутренний радиус, в результате чего :

- на них могла попадать часть рассеявшихся быстрых частиц;
- значительная энергия, выделяемая при торможении плещущихся ионов в плазменном гало, попадает на диафрагмы.

Для измерения поперечных потерь в экспериментах по нагреву при длительности инжекции 1мс были сделаны изменения в конструкции. Изменено положение диафрагм, они смещены ближе к пробкам ($R = 6,5$) и

увеличен их диаметр $d = 15,4$ см (32 см при пересчете в центр ловушки). Потери на них составляли до 10 Дж ($\sim 10\%$ мощности, переданной плазме при торможении плещущихся ионов).

7 Тройные ленгмюровские зонды.

Для изучения пространственных распределений плотности и электронной температуры плазмы применялись тройные ленгмюровские зонды [35]. Наиболее привлекательной особенностью работы таких зондов является возможность получать непрерывно во времени значения температуры электронов и тока ионного насыщения сравнительно простым способом, не прибегая при этом к снятию вольт-амперных характеристик или непрерывной модуляции напряжения на зонде.

Поскольку тройной зонд такого типа используется незаслуженно редко в экспериментах с теплой плазмой, кратко поясним принцип его работы.

Зонд представляет собой три одинаковых, близко расположенных электрода, которые помещаются в изучаемую плазму. Два электрода при этом включаются по обычной схеме двойного зонда, то есть между ними прикладывается напряжение и измеряется ток. Третий электрод является плавающим. На рисунке 26 показана вольт-амперная характеристика одиночного ленгмюровского зонда, которая поможет пояснить принцип измерений.

Между парой электродов, образующих двойной зонд прикладывается потенциал, превышающий $3T_e$ (T_e - температура электронов, выраженная в электрон-вольтах). При этом электрод, к которому приложен минус (номер 1 на рис.26), сдвигается по потенциалу далеко в ионную ветвь вольт-амперной характеристики, так что ток ионов на него равен току ионного насыщения, а электронный ток равен нулю. Другой электрод рассматриваемой пары (номер 2 на рис.26) располагается по потенциалу справа от V_{fl} , так что суммарный ток на него равен току ионного насыщения с противоположным знаком (согласно закону сохранения заряда). При этом ионный ток на зонд 2 также равен току ионного насыщения, поскольку он по потенциалу располагается на несколько T_e левее V_{pl} . Электронный ток на зонд 2, поэтому, равен по абсолютной величине удвоенному току ионного насыщения. Третий электрод (номер 3 на рис.26) всегда находится при потенциале V_{fl} . Суммарный ток на него равен нулю, а, следовательно, ток электронов равен по абсолютной величине току ионного насыщения.

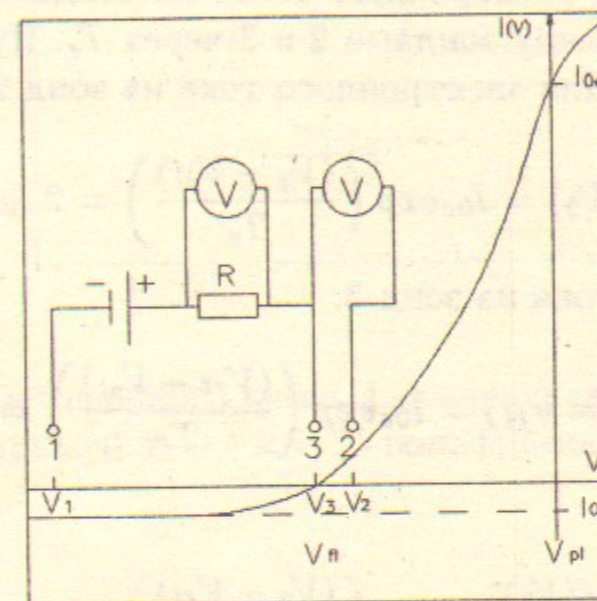


Рис. 26: Вольт-амперная характеристика тройного ленгмюровского зонда.

На рисунке использованы следующие обозначения:

- $I(V)$ - ток зонда (ток электронов считается положительным);
- V - потенциал зонда;
- V_{pl} - потенциал плазмы;
- V_{fl} - плавающий потенциал;
- I_{oe} - электронный ток насыщения;
- I_{oi} - ионный ток насыщения.

Хорошо известно, что для максвелловского распределения электронов по энергиям, электронная ветвь вольт-амперной характеристики имеет вид экспоненты [36]:

$$I_e(V) = I_{0e} \exp\left(\frac{(V - V_{pl})}{T_e}\right). \quad (43)$$

Зная соотношение электронных токов на зонды 2 и 3, выразим разность потенциалов между зондами 2 и 3 через T_e . Пусть V_2, V_3 - потенциалы зондов 2 и 3. Для электронного тока на зонд 2 имеем выражение:

$$I_e(V_2) = I_{0e} \exp\left(\frac{(V_2 - V_{pl})}{T_e}\right) = 2 I_{0i}. \quad (44)$$

Аналогично для тока на зонд 3:

$$I_e(V_3 = V_{fl}) = I_{0e} \exp\left(\frac{(V_{fl} - V_{pl})}{T_e}\right) = I_{0i}. \quad (45)$$

Их отношение:

$$\frac{I(V_2)}{I(V_3)} = \exp\left(\frac{(V_2 - V_{fl})}{T_e}\right) = 2, \quad (46)$$

откуда: $V_2 - V_{fl} = T_e \ln(2)$.

Измеряя разность потенциалов между зондами 2 и 3, можно контролировать электронную температуру плазмы $T_e = (V_2 - V_{fl})/\ln(2)$. Если в плазме $T_i \ll T_e$, либо $T_i = T_e$, ток ионного насыщения, текущий в цепи зондов 1 и 2 пропорционален $n\sqrt{T_e}$, где n - плотность плазмы. Измеряя одновременно с температурой ток ионного насыщения, можно вычислить плотность плазмы.

Конструкция используемых тройных зондов показана на рисунке 27. Зонд состоит из кварцевой трубки толщиной 2.5 - 3. мм, внутрь которой помещены 6 кварцевых капилляров толщиной 0.3 - 0.4 мм. В каждую пару капилляров продернута вольфрамовая проволока толщиной 0.1 мм. Измерительная часть зонда при этом представляет собой петельку высотой 2.5 мм и шириной 1 мм, чем определяется пространственное разрешение системы. Диаметр рабочей части зонда уменьшен с 0.1 мм до 0.08 мм с помощью травления в расплаве $NaNO_2$. Такая конструкция позволяет производить очистку рабочей поверхности зонда с помощью прогрева. Необходимость очистки и ее влияние на корректность измерений были обоснованы в работе [37]. В экспериментах на установке ГДЛ прогрев

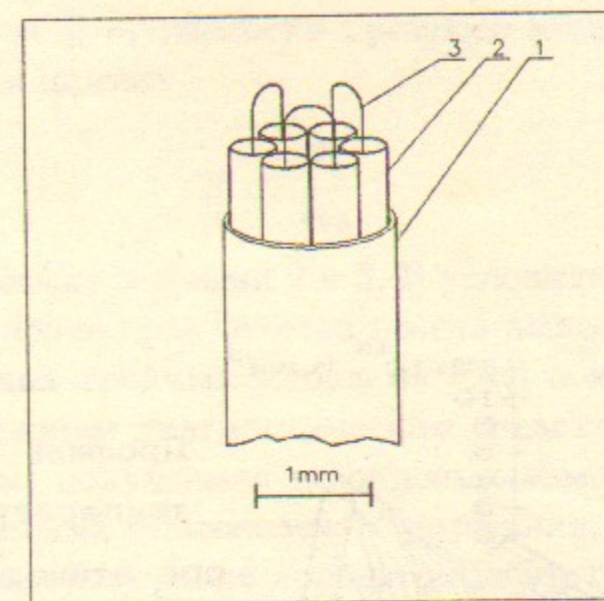


Рис. 27: Конструкция тройного зонда. 1 - кварцевая трубка $\varnothing 2.5-3$ мм; 2 - кварцевые капилляры $\varnothing 0.3-0.4$ мм; 3 - вольфрамовая проволока $\varnothing 0.08$ мм.

до температуры около $1000^\circ C$ осуществляется автоматически перед каждым измерением. Длительность прогрева составляет 30 - 120 сек.

В процессе измерений электроды зонда и измерительная схема "плавают" вместе с изменяющимся во времени потенциалом плазмы $V_{pl}(t)$. Гальваническая развязка относительно регистрирующей аппаратуры при этом осуществляется с помощью двух оптронных преобразователей, которые имеют малую емкость связи между передатчиком и приемником (около 0.25 пФ), что позволяет избежать влияния помех, вызванных высокочастотными колебаниями потенциала плазмы. Временное разрешение определяется быстродействием оптронных преобразователей и составляет 1.5 мкс.

В ходе эксперимента электрические сигналы, пропорциональные температуре и току ионного насыщения регистрируются цифровым осциллографом и обрабатываются с помощью ЭВМ. В результате, после каждого рабочего импульса установки получались зависимости от времени плотности и температуры электронов плазмы в месте, где находится зонд. Зонды расположены на специальных координатных устройствах, что позволяет, изменяя положение каждого из них в различных выстрелах, изучать пространственные распределения плотности и температуры плазмы. На рис.28 приведены результаты измерения временной эволюции профиля плотности и температуры плазмы в одном из режимов.

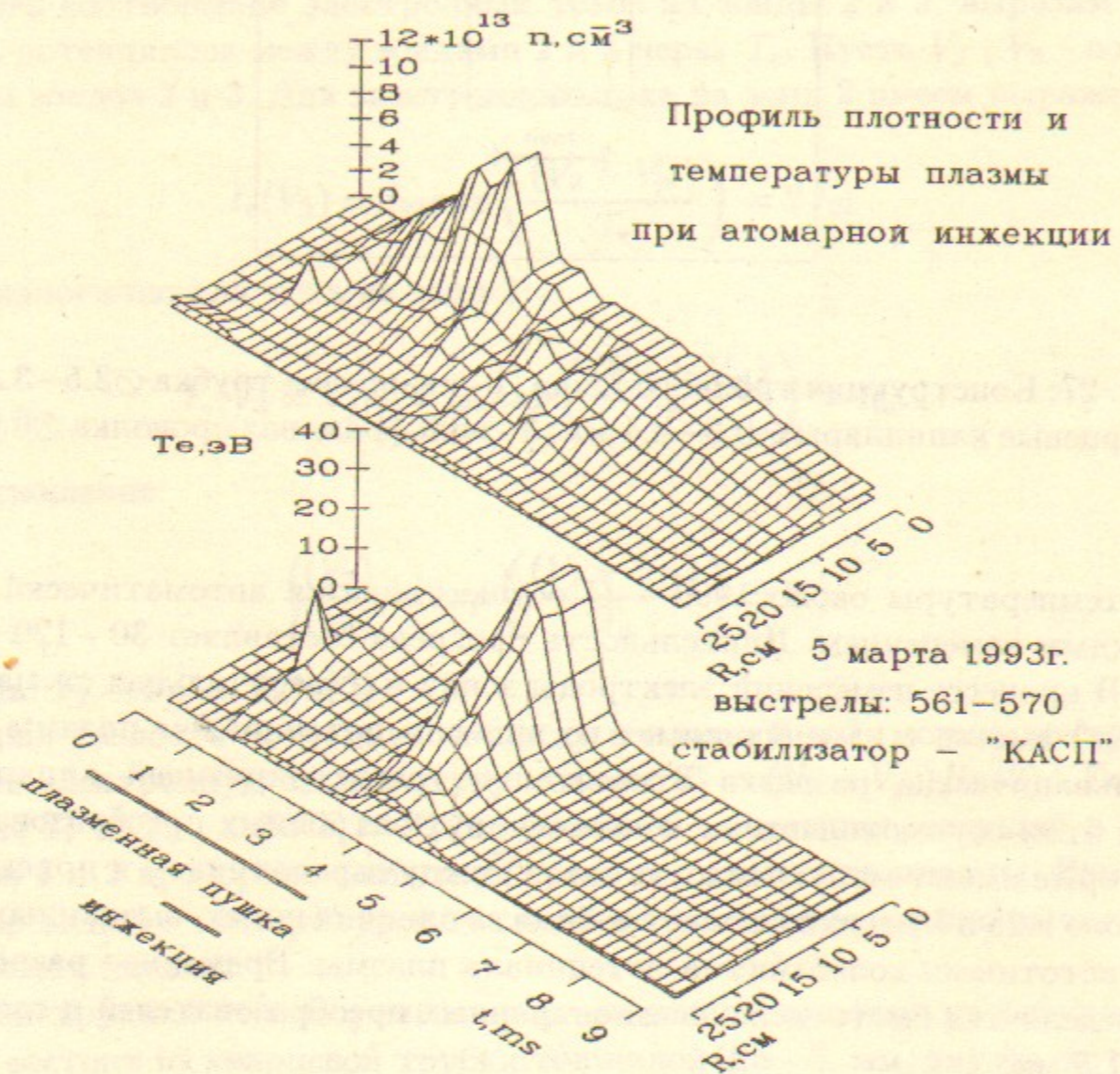


Рис. 28: Временная эволюция профиля плотности и температуры плазмы.

Основным условием применимости тройного зонда является малость электрического поля в плазме:

$$E \ll \frac{T_e}{\delta_{23}}, \quad (47)$$

где δ_{23} - расстояние между зондами 2 и 3. В условиях реального эксперимента на ГДЛ это условие практически всегда выполняется.

Опыт использования тройных зондов на ГДЛ показал, что они являются удобным и надежным диагностическим средством. Величина электронной температуры, получаемая в зондовых измерениях на ГДЛ хорошо совпадает с данными томсоновского рассеяния. Плотность плазмы, получаемая из зондовых измерений хорошо соответствует данным интерферометрии и ослаблению атомарных пучков.

Список литературы

- [1] Мирнов В.В., Рютков Д.Д. Газодинамическая линейная ловушка для удержания плазмы. Письма в ЖТФ. т.5 N.9 (1979) с.279
- [2] Мирнов В.В., Рютков Д.Д. Газодинамическая ловушка. В сб. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. Вып.1(5) Москва, ИАЭ, 1980. с.57
- [3] Давыденко В.И., Иванов А.А., Козьмин Ю.Л., Коллеров Е.П., Котельников И.А., Мишагин В.В., Подминогин А.А., Rogozin A.I., Роевко В.А., Росляков Г.В., Шрайнер К.К. Экспериментальная модель газодинамической ловушки. Препринт 86-104 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1986.
- [4] Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Klesov V.V., Koz'minykh Yu.L., Krasnikov Yu.I., Krzhizhanovskii E.R., Rogozin A.I., Roslyakov G.V., Tsidulko Yu.A. Experiments on neutral beam injection in a gas-dynamic trap. In Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. v.2 Vienna, IAEA, 1989. p.483
- [5] 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. XIX Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Belgrade v.4 (1989) p.940
- [6] Багрянский П.А., Иванов А.А., Карпушов А.Н., Клесов В.В., Козьмин Ю.Л., Красников Ю.А. Энергобаланс плазмы в газодинамической ловушке при инжекции атомарных пучков. Труды всесоюзного совещания по открытым ловушкам. Москва, 19-21 октября 1989 г. Публикация Института атомной энергии им. И.В.Курчатова (1990) с.18
- [7] Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Bocharov V.N., Deichuli P.P., Ivanov A.A., Karpushov A.N., Maximov V.V., Pod'minogin A.A., Rogozin A.I., Salikova T.V. Energy and particle balance of the GDT plasma. Proc. International Conference on Open Plasma Confinement Systems for Fusion. Novosibirsk, June 14-18, 1993 В печати.
- [8] Давыденко В.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. Протонный источник импульсного инжектора атомов установки АМБАЛ. В сб. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. Вып.2(12) Москва, ИАЭ, 1983. с.67
- [9] Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Bocharov V.N., Deichuli P.P., Ivanov A.A., Karpushov A.N., Maximov V.V., Pod'minogin A.A., Rogozin A.I., Salikova T.V., Abdrashitov G.F. Recent results from the GDT experiment. Proc. International Conference on Open Plasma Confinement Systems for Fusion. Novosibirsk, June 14-18, 1993 В печати.
- [10] Иванов А.А., Рютков Д.Д. О плазменных нейтронных генераторах для испытаний материалов. Препринт 89-80 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1989.
- [11] Котельников И.А., Рютков Д.Д., Цидулко Ю.А., Катмышев В.В., Комин А.В., Кривошеев В.М. Математическая модель источника нейтронов на основе газодинамической ловушки. Препринт 90-105 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1990.
- [12] Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Bocharov V.N., Deichuli P.P., Ivanov A.A., Karpushov A.N., Maximov V.V., Pod'minogin A.A., Rogozin A.I., Salikova T.V., Tsidulko Yu.A. MHD-stability of a CUSP-anchored gas-dynamic trap. Proc. International Conference on Open Plasma Confinement Systems for Fusion. Novosibirsk, June 14-18, 1993 В печати.
- [13] Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Bocharov V.N., Deichuli P.P., Ivanov A.A., Karpushov A.N., Maximov V.V., Pod'minogin A.A., Rogozin A.I., Salikova T.V., Stupishin N.V., Shichovtsev I.V. Characterization of sloshing ions in the GDT experiment. Proc. International Conference on Open Plasma Confinement Systems for Fusion. Novosibirsk, June 14-18, 1993 В печати.
- [14] Аникеев А.В., Багрянский П.А., Бочаров В.Т., Дейчули П.П., Иванов А.А., Максимов В.В., Rogozin A.I., Саликова Т.В. Измерения параметров плазмы в газодинамической ловушке при инжекции атомарных пучков. Материалы VI совещания по диагностике высокотемпературной плазмы. Санкт-Петербург, 26.5-1.6 1993 г. В печати.

- [15] *Иванов А.А., Rogozin А.И.* Измерение профиля плотности плазмы в газодинамической ловушке методом активной корпускулярной диагностики. **Материалы VI совещания по диагностике высокотемпературной плазмы.** Санкт-Петербург, 26.5-1.6 1993 г. В печати.
- [16] *Саликова Т.В.* Система сбора данных установки ГДЛ. **Препринт 92-42 ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, 1992.**
- [17] *Rogozin А.И.* Многоканальный анализатор для корпускулярной диагностики на быстрых импульсных плазменных установках. **Препринт 84-36 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1984.**
- [18] *Rogozin А.И., Шиховцев И.В.* Сканирующий энергоанализатор атомов перезарядки. **Материалы VI совещания по диагностике высокотемпературной плазмы.** Санкт-Петербург, 26.5-1.6 1993 г. В печати.
- [19] *Foot J.H., Molvik A.W., Turner W.C.* Plasma measurements from neutral-beam attenuation. **Rev. Sci. Instrum.** v.54 N.8 (1983) p.928 *Фут, Молвик, Тэрнер.* Определение параметров плазмы по ослаблению нейтрального пучка. **Приборы для научных исследований.** N.8 (1983) с.67
- [20] *Барнет К., Харрисон М.* Прикладная физика атомных столкновений. **Плазма.** Москва, Энергоатомиздат, 1987, с.210.
- [21] *Riviere A.C.* Penetration of fast hydrogen atoms into a fusion reactor plasma. **Nucl. Fusion** v.11 N.4 (1971) p.363.
- [22] *Casey J.A., Sevillano E., Irby J.H., Lane B.G.* Pseudotomographic fitting algorithm for density profile reconstruction from a sparse 1-D interferometer array. **Rev. Sci. Instrum.** v.59 N.7 (1988) p.1067 *Кейси, Севильяно, Эрби, Лейн.* Псевдотомографический алгоритм аппроксимации для нахождения профиля плазмы по данным интерферометрических измерений вдоль малого числа хорд, образующих одномерную систему. **Приборы для научных исследований.** N.7 (1988) с.50
- [23] *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я., Тимонов А.А.* Математические задачи компьютерной томографии. Москва, «Наука», 1987.
- [24] *Rothman M.A.* Measurement of plasma diamagnetism by a coil located near a conducting wall. **Plasma Phys.** N.10 (1968) p.86
- [25] *Готт Ю.В., Соболев Р.И.* Методика измерения диамагнетизма плазмы в адиабатических ловушках с "минимумом В". В сб. **Диагностика плазмы.** Вып.3, 1973, с.525
- [26] *Алейников А.Н., Брейзман Б.Н., Князев Б.А., Черкасский Б.С.* О расчетах диамагнетизма импульсной замагниченной плазмы с неоднородным током при измерениях магнитным зондом. **Препринт 92-53 ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, 1992.**
- [27] *Брежечко Л.В., Павличенко А.С., Швец О.М.* О влиянии металлической камеры на измерение параметров плазмы с помощью диамагнитного зонда. **Атомная энергия.** т.20 вып.1 (1966) с.52
- [28] *Ландау Л.В., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. Москва, 1957.
- [29] *Osher J.E.* In. **Diagnostics for fusion experiments.** (Eds. E.Sindoni and C.Wharton) Pergamon, Oxford 1979 p.47
- [30] *Samuel K.Allison.* Experimental results on charge-changing collisions of hydrogen and helium atoms and ions at kinetic energies above 0.2 keV. **Rev. of Modern Physics,** v.30, N.4 (1958) p.1137
- [31] *Рютов Д.Д.* Захват быстрых атомов в газодинамической ловушке. **Препринт 85-32 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1985.**
- [32] *Чеботаев П.З.* Захват высокоэнергетичных атомов при нерадиальной инжекции их в газодинамическую ловушку. **Препринт 86-93 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1986.**
- [33] *Кременчугский Л.С., Ройцина О.В.* Пироэлектрические приемники излучения (обзор). **Приборы и техника эксперимента.** N.3, (1976) с.7.
- [34] *Ludlow J.H., Mitchell W.H., Putley E.H., Shaw N.* Infra-red radiation detection by the pyroelectric effect. **Journal of Scient. Instrum.** v.44 N.9 (1967) p.694.
- [35] *Залкинд В.М., Павличенко О.С., Тарасенко В.П.* Измерение температуры электронов в плазме с помощью тройного зонда. В сб. **Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика плазмы и проблемы УТС.** Вып. 2(4) Харьков, ХФТИ 1975. с.69.

- [36] *Mott-Smith H.M and Langmuir Irving.* The theory of collectors in gaseous discharges. **Physical Review.** v.28 N.4 (1926) p.727
- [37] *Багрянский П.А., Шунько Е.В.* Влияние различных методов очистки поверхности ленгмюровского зонда на его вольт-амперную характеристику. **Приборы и техника эксперимента.** N.2, (1986) с.166.

*П.А.Багрянский, В.Н.Бочаров, П.П.Дейчули,
А.А.Иванов, А.Н.Карпушов, В.В.Максимов,
А.И.Рогозин, Т.В.Саликова*

**Диагностический комплекс установки ГДЛ
для изучения нагрева плазмы
при инъекции мощных атомарных пучков**

ИЯФ 93-70

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 3 сентября 1993 г.

Подписано в печать 8.09. 1993 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,9 печ.л., 2,5 уч.-изд.л.

Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ N 70

Обработано на IBM PC и отпечатано

на ротапинтере ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.