



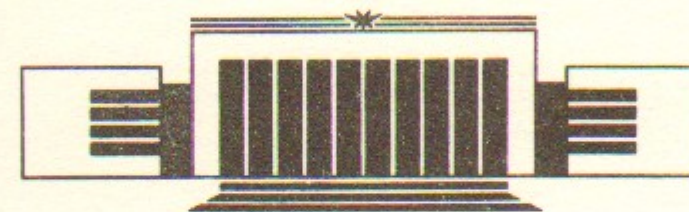
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

29

А.В. Белобородов, В.В. Кубарев

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ
СУБМИЛЛИМЕТРОВЫМ
ЛАЗЕРНЫМ ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ**

ПРЕПРИНТ 88-144



НОВОСИБИРСК

Исследование вращающейся плазмы
субмиллиметровым лазерным интерферометром

А.В. Белобородов, В.В. Кубарев

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Приводятся результаты измерений радиального профиля плотности плазмы и его динамики в установке ПСП-2 субмиллиметровым лазерным интерферометром. Зондирование плазмы проводилось вдоль шести хордовых и одного диаметрального направлений. Достигнута чувствительность каналов $(0.4 \div 0.8) \cdot 10^{-3}$ полосы ($n l_{\min} = (2.7 \div 5.3) \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$). Показано влияние нейтрального газа, поступающего со стенки внутреннего лайнера, на распределение и абсолютную величину плотности плазмы. По результатам интерферометрических и спектральных измерений оценен коэффициент радиальной диффузии плазмы на колебаниях, возникающих при больших скоростях вращения плазмы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Целью экспериментов на установке ПСП-2 является увеличение скорости вращения и плотности плазмы в скрещенных $\vec{E} \times \vec{H}$ полях [1]. Для успешного решения поставленной задачи необходимо располагать информацией о величине, распределении и динамике плотности плазмы.

Весьма важным представляется исследование взаимодействия плазмы с материальными стенками, в особенности со стенкой внутреннего лайнера. Для подавления процесса его самораспыления, который возникал при повышении напряжения на плазме выше 100 кВ, он был сделан из титана и имел гофрированную форму [2]. Указанные особенности конструкции лайнера позволили увеличить напряжение на плазме до 400 кВ. Однако оказалось, что такая конструкция не является оптимальной с точки зрения газовых условий. В работе рассматривается влияние десорбции газа со стенки внутреннего лайнера на величину и распределение плотности плазмы.

Другой важной задачей экспериментов с вращающейся плазмой является исследование колебаний плазмы, в частности, их зависимости от скорости вращения. Ясно, что достаточно большой уровень колебаний должен влиять на процессы переноса. Ниже приводятся оценки коэффициента диффузии по радиусу и соответствующего диффузионного времени жизни, вычисленные по форме радиального профиля плотности плазмы. Рассматривается также возможность прямого измерения уровня желобковых колебаний плазмы в установке ПСП-2 при помощи радиального канала интерферометра.

2. ДИАГНОСТИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА

Состав и оптическая схема интерферометра были описаны ранее в работе [3]. В этом разделе приводятся основные, в ряде случаев улучшенные, по сравнению с ранее описанными, параметры лазера и детекторов. Подробно рассматриваются эффекты, влияющие на порог чувствительности интерферометра.

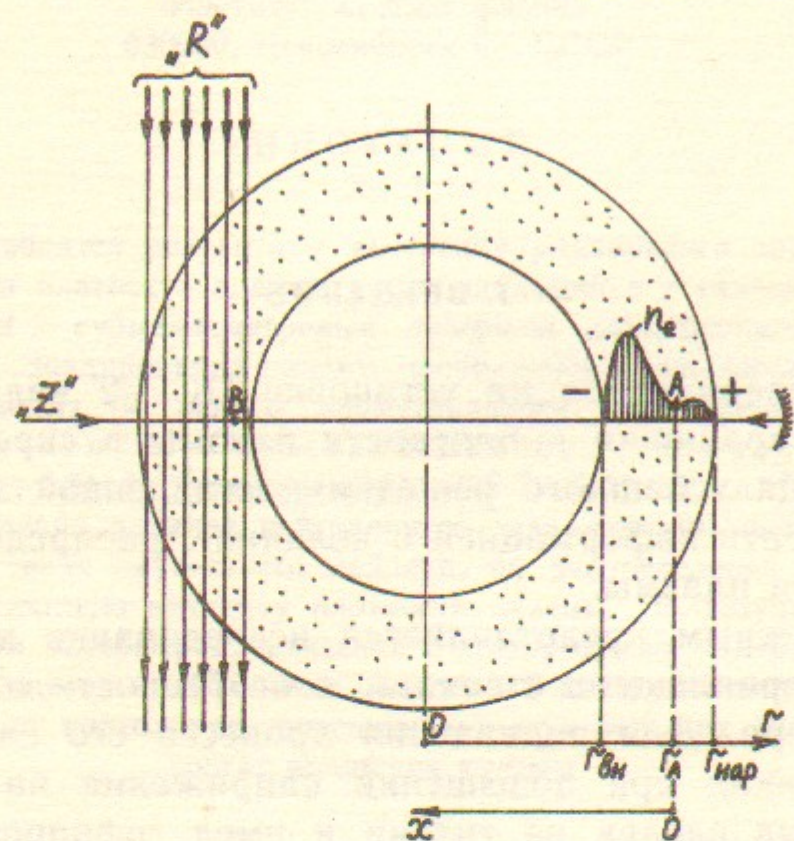


Рис. 1. Схема зондирующих лучей интерферометра в центральной плоскости установки ПСП-2.

2.1. Интерферометр

В описываемых экспериментах использовались каналы интерферометра, расположенные в центральной плоскости ловушки (рис. 1). Зондирование плазмы проводилось вдоль шести хордовых (R -интерферометр в [3]) и одного диаметрального направлений (центральный канал Z -интерферометра в [3]). Для ослабления вибраций элементы R -интерферометра собраны на отдельной раме, механически изолированной от установки. Измерительные и опорный каналы расположены рядом, что способствует подавлению влияния на измерения низкочастотных изгибных колебаний рамы. Эти меры, а также использование в качестве зеркал и делителей твердых материалов (пластин из стекла и кварца) позволи-

ли полностью избавиться от влияния вибраций. Их эффективная величина на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм была меньше 0,05 полосы или меньше 10^{-4} полосы на рабочей длине волны интерферометра $\lambda = 337$ мкм.

Элементы диаметрального канала интерферометра по необходимости закреплены на установке. Поэтому вибрационный шум этого канала сильно зависел от внешних условий. Величина шума могла достигать величины порядка 10^{-2} полосы. Тем не менее в благоприятных условиях на этом канале удавалось проводить измерения с точностью до 10^{-3} полосы.

В эксперименте осуществлялась автоматическая настройка и калибровка интерферометра перед каждым «выстрелом» установки. Длины всех опорных лучей могли изменяться при помощи простых устройств параллельного перемещения, приводимых в движение шаговыми двигателями. Дискретность изменения длины равнялась 1 мкм/шаг. Управление проводилось при помощи блоков УШД [4], АЦП-8100 [5] и ЭВМ «Одренок» [6]. Калибровочная кривая интерферометра (рис. 2) запоминалась и использовалась в дальнейшем для установки необходимой рабочей точки, а также при обработке результатов измерений.

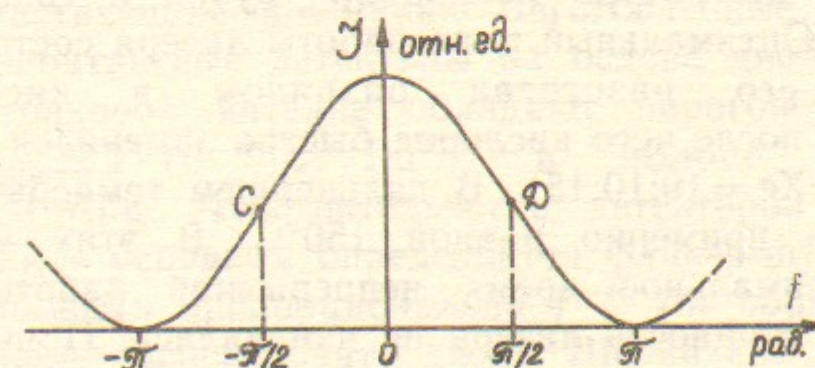


Рис. 2. Калибровочная кривая интерферометра — зависимость интенсивности I от разности фаз f между опорным и измерительным каналами. $I \sim 1 + \cos f$.

2.2. Лазер

В качестве источника излучения использовался волноводный HCN-лазер с ВЧ-накачкой [7]. Благодаря тщательной оптимизации его выходная мощность в $E_{H_{11}}$ моде равна 180 мВт.

Не менее важным параметром лазера, работающего в схеме интерферометра, является его шумовая характеристика. Источником шума выходной мощности лазера являются пульсации выпрямителей ВЧ-генератора, моделирующие накачку на сетевой частоте, а также собственные шумы ВЧ-разряда. Сетевые шумы могут

быть эффективно подавлены фильтрацией. Однако, более простым оказался метод, основанный на вычитании этого шума из сигнала при обработке, который более подробно описан ниже. Что касается высокочастотных шумов разряда, то их уровень был всегда ниже 0,03%, что соответствует эффективному шуму интерферометра меньше $5 \cdot 10^{-5}$ полосы, и практически они не влияли на измерения. Медленные изменения мощности лазера из-за температурных изменений длины резонатора, а также непостоянства давления газа в разрядной трубке эффективно уменьшены применением простых стабилизирующих систем на базе серийных АЦП Ф303. Величина дрейфа мощности не превышает 1%/час от среднего уровня.

Существенным параметром HCN-лазеров является время их непрерывной работы, которое в ряде случаев ограничено образованием полимерного осадка на разрядной трубке. По мере осаждения полимера увеличиваются внутренние потери резонатора, а также уменьшается ВЧ-мощность, поступающая непосредственно в разряд, в результате чего непрерывно падает выходная мощность излучения лазера. Длительная эксплуатация описываемого лазера показала, что сильное влияние на образование полимера оказывают стартовая температура разрядной трубки и газовый состав рабочей смеси. Оптимальный цикл работы лазера состоял из предварительного его разогрева разрядом в кислороде до $t = 150 \div 160^\circ\text{C}$, после чего кислород быстро заменялся на рабочую смесь ($\text{C}_2\text{H}_4:\text{N}_2:\text{Xe} = 19:10:15$). В дальнейшем температура трубки поддерживалась примерно равной 150°C . В этих условиях за 14 часов (максимальное время непрерывной работы в наших экспериментах) мощность лазера не изменялась. Причем полимер не образовывался не только на горячей разрядной трубке, но даже на холодных зеркалах лазера.

2.3. Детекторы

В ходе подготовки к эксперименту были изготовлены и испытаны различные типы субмиллиметровых детекторов. Наиболее простыми из них являются пьезоэлектрические приемники на основе кристаллов TaLiO_3 . Пороговая чувствительность детекторов $P_{\min} = 8 \cdot 10^{-7}$ Вт/Гц^{1/2} в полосе частот $\Delta f = 0,02 \div 40$ кГц. Известной особенностью пьродетекторов является примерно линейная пропорциональность величин $P_{\min} \sim \Delta f$, которая не позволяет использовать их как быстродействующие чувствительные приемни-

ки. Поэтому они использовались как мониторы лазерного излучения, а также как детекторы интерферометра, когда на установке работал один диаметральный канал. В случае когда работают все 7 каналов, требуется гораздо более чувствительный приемник. В качестве такого приемника использовался детектор на основе охлаждаемого до гелиевой температуры (4,2K) InSb фотосопротивления. Тщательной оптимизацией системы ввода излучения и тока смещения удалось получить порог чувствительности $P_{\min} = 3 \cdot 10^{-11}$ Вт/Гц^{1/2} при $\Delta f = 0,02 \div 50$ кГц. Были также проведены расчеты чувствительности детектора по его вольт-амперной характеристике, снятой в «переохлажденном» гелии ($T \approx 1\text{K}$). Несмотря на сильное увеличение сопротивления, его расчетная детектирующая способность практически не изменялась.

Кроме измерений плотности плазмы, субмиллиметровый интерферометр можно использовать как прибор для регистрации различных колебаний в плазме. Например, используя один радиальный канал интерферометра, можно определить спектр и уровень желобковых колебаний вращающейся плазмы. Другим примером может служить метод коллективного рассеяния для определения микротурбулентности плазмы. Для подобных измерений необходимы быстродействующие приемники. Изготовленные высокостабильные точечно-контактные детекторы на основе диодов с барьером Шотки в уголкового антенне обладают пороговой чувствительностью $P_{\min} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ Вт/Гц^{1/2} в полосе частот $\Delta f = 2 \cdot 10^{-5} \div 50$ МГц. Чувствительность детекторов данного типа при $f \leq 1$ МГц в основном определяется фликер-шумом. Его спектральная мощность пропорциональна f^{-m} (m порядка единицы). Это не позволяет использовать диоды Шотки как чувствительные видеодетекторы интерферометра, так как максимум шумов приходится на низкочастотную область и, например, в полосе частот $\Delta f = 0,02 \div 40$ кГц $P_{\min} \approx 2 \cdot 10^{-7}$ Вт/Гц^{1/2}. Наоборот, в высокочастотной области ($f \geq 1$ МГц) фликер-шумы малы и $P_{\min} \approx 10^{-10}$ Вт/Гц^{1/2} при $\Delta f = 1 \div 50$ МГц.

Так как для многоканальных интерферометрических измерений плотности плазмы на установке ПСП-2 потребовалось иметь чувствительность не хуже 10^{-3} полосы, оказалось невозможным использовать для этой цели малогабаритные работающие при комнатной температуре пьезоэлектрические и точечно-контактные детекторы. Указанным требованиям хорошо соответствовал InSb приемник. Однако на момент проведения экспериментов многоканальный вариант этого детектора не был готов. Поэтому во всех

описываемых ниже экспериментах одновременно работали только два канала: диаметральный и один из хордовых. Диаметральный канал позволял контролировать повторяемость средней плотности в различных «выстрелах», а для переключения хордовых каналов служило специальное подвижное зеркало. Необходимо отметить, что, несмотря на последовательное подключение, все хордовые каналы освещались лазером постоянно, поэтому приведенные значения чувствительности сохраняются и для одновременной регистрации всех каналов при использовании многоканального InSb приемника.

2.4. Чувствительность интерферометра

Реальная чувствительность интерферометра с InSb детектором составила $(4 \div 8) \cdot 10^{-4}$ полосы или $nl_{\min} = (2,7 \div 5,3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Разброс значений чувствительности объясняется неравенством мощностей, поступающих в различные каналы. Чувствительность была ограничена шумом InSb детектора, точнее шумом его усилителя. Отметим, что хотя указанная чувствительность была вполне достаточной для всех измерений, она, при необходимости, может быть увеличена еще минимум на порядок величины. Запас чувствительности связан с тем, что в интерферометре используются простые в изготовлении делители мощности пучка в виде тонких пленок Al, нанесенных на кварцевую подложку. Из-за значительной проводимости они, как известно, обладают большим поглощением. Из тех же кварцевых пластин можно изготовить диэлектрические делители, основанные на многократном отражении излучения от поверхностей раздела, которые обладают минимальными потерями. Дальнейшее увеличение чувствительности ($< 5 \cdot 10^{-5}$ полосы) может оказаться невозможным из-за вибраций и шумов лазера.

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И СПОСОБ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Точность измерения распределения плотности определяется ошибками, которые возникают при регистрации отдельных сигналов, а также при обработке полученных данных. Амплитудную наводку легко отделить от полезного сигнала известным приемом, когда проводятся два измерения в рабочих точках C и D на

калибровочной кривой интерферометра, которые раздвинуты на величину $\Delta f = \pi$ (рис. 2). При этом, как нетрудно видеть, полезный сигнал изменяет знак. Если знак и амплитуда наводки при этом сохраняются, то вычитание сигналов в рабочих точках C и D дает удвоенный полезный сигнал. Таким способом полностью подавлялись сетевые шумы лазера, сетевые гармоники магнитного поля, влияющие на детектор (при этом запуск установки был синхронизован с сетью), а также наводки от различных импульсных устройств, которые включались в момент измерения (анализатор нейтралов перезарядки, газовые клапаны и т. д.). При этом также подавлялся паразитный сигнал, который возникал из-за апертурного ограничения пучка, вызванного его рефракционным отклонением [3]. Различие амплитуд сигналов, снятых в точках C и D (рис. 2), могло достигать величины порядка 30%. В [3] отмечен также фазовый эффект рефракции, который возникает из-за удлинения траектории пучка. Легко понять, что эту наводку невозможно вычесть указанным выше способом, так как паразитный сигнал также изменяет знак. Однако расчеты показывают (см. [3]), что этот эффект много меньше апертурного и, следовательно, его влияние пренебрежимо мало.

В результате полного подавления наводок реальная чувствительность интерферометра, как отмечалось выше, определялась шумом детектора. Поскольку для снятия всей информации требовалось произвести двенадцать «выстрелов» установки, их повторяемость тщательно контролировалась и в данном эксперименте допускался разброс «выстрелов» до 10%. Этот разброс определял ошибку восстанавливаемого профиля плотности, когда измеряемый сигнал был много больше порога чувствительности.

Измеренные таким образом набег фазы вдоль шести хордовых направлений использовались в дальнейшем для восстановления профиля плотности плазмы. Как известно, данная обратная задача относится к классу некорректно поставленных и для ее успешного решения требуется использовать какой-либо регуляризирующий алгоритм [8]. В том случае, когда число хорд невелико и экспериментальные данные отягощены определенной погрешностью, наиболее эффективными являются методы решения уравнения Абеля, основанные на разложениях по системе ортогональных функций [9].

Вводя безразмерные параметры: $\kappa = \frac{y}{r_{\text{нар}}}$, $\rho = \frac{r}{r_{\text{нар}}}$, $\rho_0 = \frac{r_{\text{вн}}}{r_{\text{нар}}}$; где $r_{\text{вн}}$, $r_{\text{нар}}$ — радиусы внутреннего и наружного лайнеров; r — текущий радиус; y — прицельный параметр хорды наблюдения, отсчи-

тываемый от оси установки, получим для функции набега фазы из-за присутствия плазмы:

$$f(x) = 2r_{\text{нар}} \int_x^1 \frac{\rho \varphi(\rho)}{\sqrt{\rho^2 - x^2}} d\rho, \quad \rho_0 \leq x \leq 1,$$

где

$$\varphi(\rho) = \frac{2\pi}{\lambda} [1 - \mu(\rho)], \quad \mu(\rho) \simeq 1 - \frac{\lambda^2 e^2}{2\pi m_e c^2} n_e(\rho),$$

$\mu(\rho)$, $n_e(\rho)$ — показатель преломления и плотность плазмы, соответственно.

Таким образом, требуется восстановить функцию $\varphi(\rho)$ по измеренным в шести точках значениям $f_i(x_i)$, $i=1, \dots, 6$ и граничным условиям $\varphi(\rho_0) = \varphi(1) = 0$. Искомая функция $\varphi(\rho)$ представлялась в виде разложения в ряд:

$$\varphi(\rho) = \sum_m c_m a_m F_m(\rho),$$

где $F_m(\rho)$ — система ортогональных функций, a_m — коэффициенты разложения, c_m — регуляризирующие множители. Регуляризация задачи состояла в выборе c_m в виде

$$c_m = \begin{cases} 1 & 0 \leq m \leq M \\ 0 & m > M \end{cases}$$

т. е. ряд попросту обрывался на M -м члене. Так как $M \leq M_{\text{max}} = 7$ и регуляризация тем эффективнее, чем меньше M , систему функций $F_m(\rho)$ для повышения точности восстановления желательно выбрать такой, чтобы она обеспечивала наибольшую скорость сходимости к искомой функции $\varphi(\rho)$. Хотя эта функция заранее неизвестна, можно, исходя из теоретических предпосылок, сделать некоторые заключения о ее виде. Было получено, что теоретическая функция $\varphi_T(\rho)$ хорошо аппроксимируется классическими ортогональными полиномами. Конкретно для решения задачи использовались полиномы Чебышева II рода [10]:

$$F_m(t) = \frac{\sin[(m+1) \arccos t]}{\sin[\arccos t]},$$

$$t = \frac{2\rho - (1 + \rho_0)}{1 - \rho_0}; \quad -1 \leq t \leq 1.$$

Дальнейшая обработка велась по методу наименьших квадратов. Для заданного M коэффициенты a_m находились из решения задачи на условный минимум функции:

$$G = \sum_{i=1}^6 [f(x_i) - f^*(x_i, a_m)]^2 \quad \text{при } \varphi(\rho_0) = \varphi(1) = 0,$$

где $f(x_i)$, $f^*(x_i, a_m)$ — измеренный и аналитический набег фазы в точках x_i .

Особого рассмотрения требует выбор числа полиномов M . Максимальное значение M равно 7, так как имеется шесть измерений и два граничных условия. Существует, однако, оптимальное число $M = M_{\text{опт}}$, что очевидно из следующих соображений. При слишком малом M будет велико искажение искомой функции из-за сильного сглаживания, а при слишком большом M сглаживание может оказаться недостаточным для регуляризации решения при заданной погрешности измерений. Если искомая функция достаточно гладкая, то при оптимальном M полученное решение близко к действительному. Реально в эксперименте число $M_{\text{опт}}$ выбиралось для каждого типа распределения плотности. Вид этих распределений слабо изменялся, если $M \geq 4$. Однако, в ряде случаев при $M = 6, 7$ на восстановленных функциях появлялись шумы, связанные с недостаточной регуляризацией, о чем можно было судить по их чувствительности к изменению исходных данных в пределах ошибки измерений. Весьма полезным в этом случае является восстановление φ по специально «зашумленным» хордовым функциям \tilde{f} , полученным из аналитически заданной радиальной функции f , близкой к распределению, полученному в эксперименте. В этом случае можно ввести коэффициент усиления ошибки K :

$$K = \frac{\sigma_{\tilde{f}}}{\sigma_f}; \quad \sigma_f = \left(\frac{\int_{\rho_0}^1 (\tilde{f} - f)^2 d\rho}{\int_{\rho_0}^1 f^2 d\rho} \right)^{1/2}; \quad \sigma_{\tilde{f}} = \left(\frac{\int_{\rho_0}^1 (\tilde{\varphi} - \varphi)^2 d\rho}{\int_{\rho_0}^1 \varphi^2 d\rho} \right)^{1/2},$$

где f , φ — точные, а \tilde{f} , $\tilde{\varphi}$ — «зашумленные» значения функций. Для заданных модельных функций и известных экспериментальных ошибок можно построить зависимости $K = K(M)$. При этом оптимальному M будет соответствовать минимальный K .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Режимы работы установки

Измерения проводились, в основном, в четырех режимах (табл. 1). Исследуемые режимы отличаются величиной подавае-

Таблица 1

Режим	U_0 , кВ	$U_{пл}$, кВ	H , кЭ	$N = \frac{\Gamma_{газ} - \Gamma_{пл}}{\rho_{пл}}$	$V_E \cdot 10^{-8}$, см·с ⁻¹	W_i , кэВ	Напуск газа
I	270	260	9.0	10	1.52	12.1	у торца
II	270	220	9.0	12	1.29	8.7	в центре
III	330	270	9.8	12	1.44	10.8	в центре
IV	360	320	9.9	10	1.70	15.1	в центре

Обозначения: U_0 — полное напряжение в момент поджига разряда; $U_{пл}$ — напряжение на плазме в стационарной части разряда; V_E — скорость вращения плазмы; W_i — вращательная энергия ионов. Величины H , V_E , N , W_i приводятся для центральной плоскости установки.

мого на плазму напряжения и местом напуска газа. Магнитное поле подбиралось таким, чтобы число N было примерно постоянным ($N \approx 10$). Режим с напуском газа в торце установки вблизи электродов (I) оказался малоперспективным из-за низкой плотности плазмы (см. ниже) и пробоев при повышении напряжения выше 300 кВ. Поэтому, в основном, эксперименты проводились с напуском газа в центральной плоскости (II, III, IV). Следует отметить, что параметры плазмы в этих режимах не являются рекордными. Например, в единичных выстрелах, увеличивая количество напускаемого газа, можно было увеличить плотность плазмы в два-три раза при примерном сохранении энергии ионов. Однако, полная информация о плазме по условиям эксперимента снималась только за несколько десятков «выстрелов» установки. Поэтому требовалась хорошая их повторяемость, которая достигалась ценой некоторого уменьшения плотности плазмы и максимального напряжения на электродах.

4.2. Динамика разряда

Типичный «выстрел» с напуском газа в центральной плоскости приведен на рис. 3. После установления магнитного поля производится напуск газа в установку и через 250 мкс включение

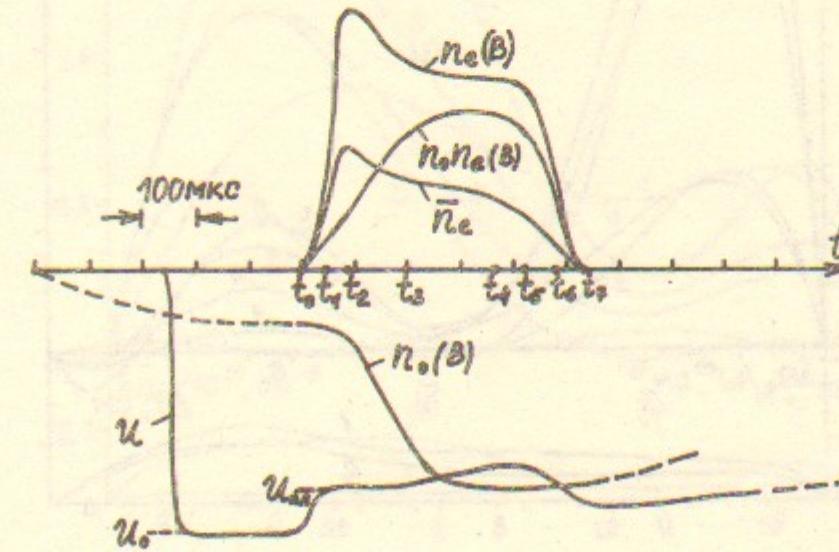


Рис. 3. Временные зависимости в типичном «выстреле» установки: U — напряжение на плазме; \bar{n}_e — средняя по радиусу плотность плазмы; $n_e(B)$ — локальная плотность плазмы; $n_0(B)$ — локальная плотность нейтрального газа; $n_0 n_e(B) \sim I_{H\alpha}$ — локальная интенсивность свечения границы спектра линии $H\alpha$. Значения $n_e(B)$, $n_0(B)$, $n_0 n_e(B)$ относятся к точке B на рис. 1

250 мкс включение накопителя. Разряд поджигается самопроизвольно примерно через 500 мкс от момента включения газовых клапанов, существует в течение 0.5—1 мс и затем гаснет.

На рис. 4—7 (а) приводятся радиальные профили плотности плазмы в различных режимах. Номера временных точек из рис. 3 проставлены у соответствующих профилей на рис. 4—7. Там же (рис. 4—7 (б)) показана ошибка измерения профиля плотности $\delta n_e(r)$, построенная в том же масштабе, что и $n_e(r)$. Кривая 1 — ошибка измерения для момента времени, при котором достигается максимум локальной плотности, кривая 2 — предельная чувствительность интерферометра. Для режимов II, III, IV зависимость 1 в основном определяется неповторяемостью выстрелов и в несколько раз превышает предельную чувствительность 2. При уменьшении плотности плазмы (например, в другие моменты времени или в режиме I) ошибка измерений стремится к предельной чувствительности интерферометра. Методика получения δn_e проиллюстрирована на рис. 8. На нем различные профили плотности получены случайным изменением фазовых набегов в пределах известной погрешности измерений.

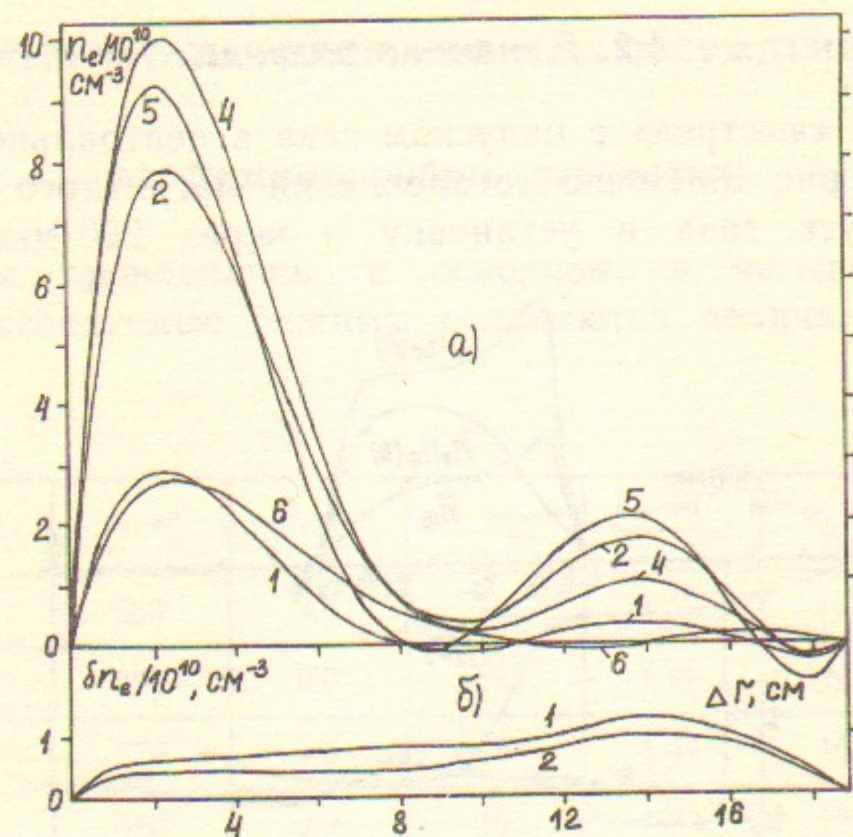


Рис. 4. а—Радиальные профили плотности плазмы в режиме I ($U_0=270$ кВ, газ у торца), $\Delta r = r - r_{\text{вн}}$; б—ошибка измерения.

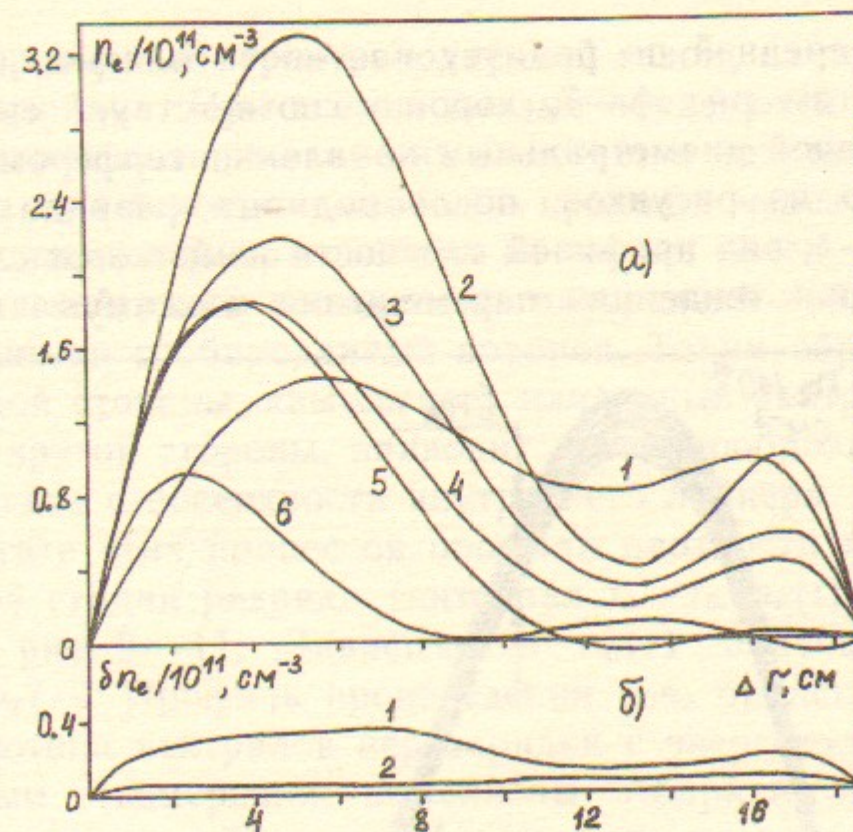


Рис. 6. То же, что на рис. 4, в режиме III ($U_0=330$ кВ, газ в центре).

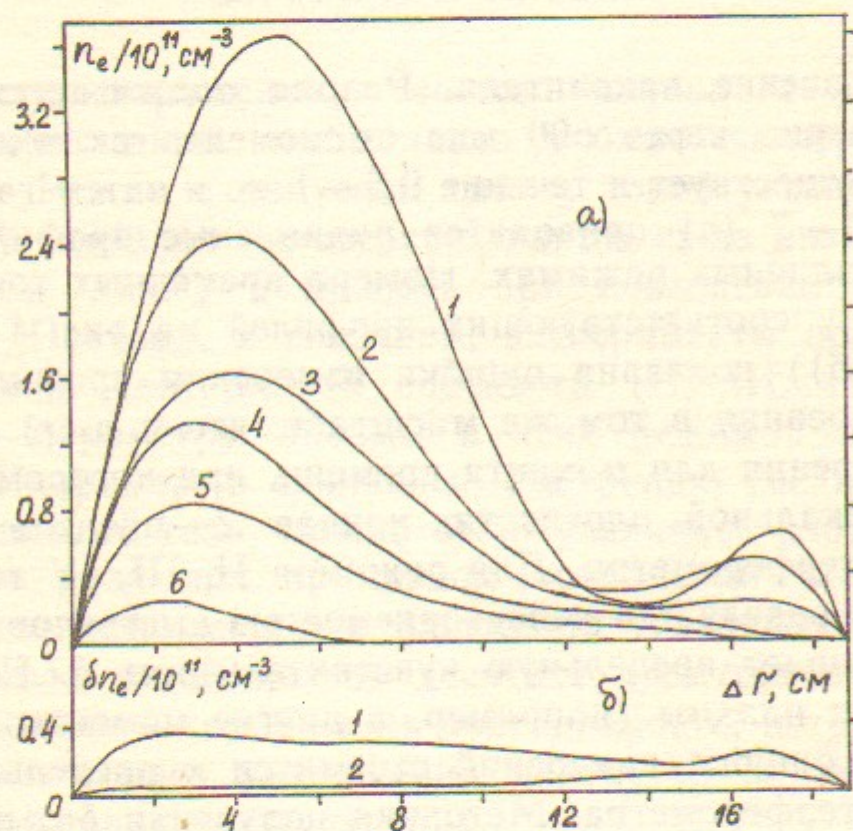


Рис. 5. То же, что на рис. 4, в режиме II ($U_0=270$ кВ, газ в центре).

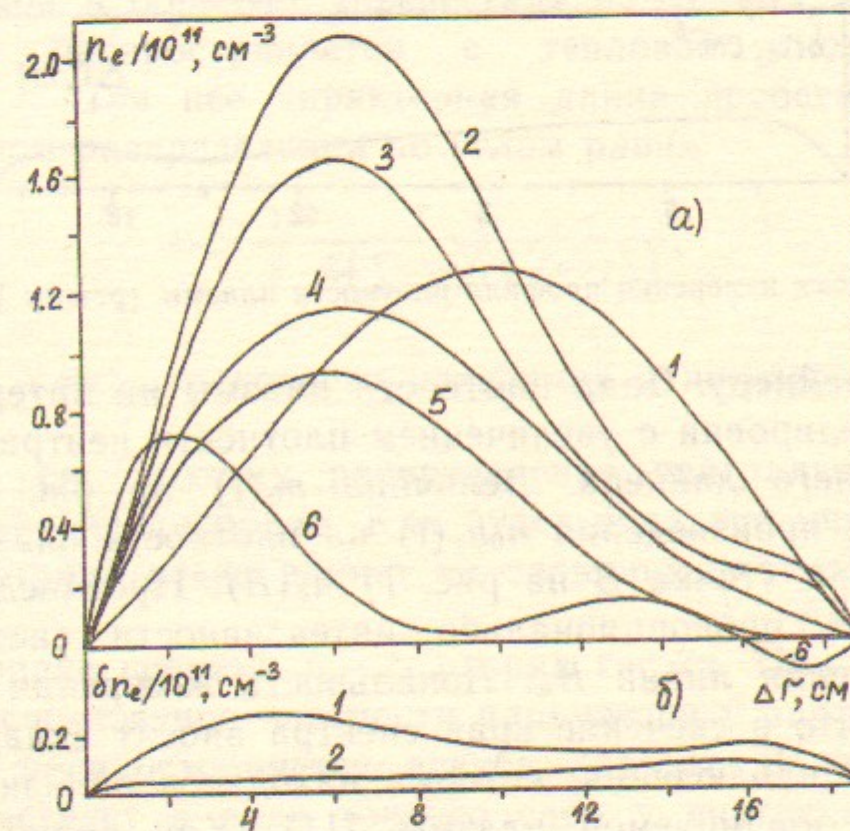


Рис. 7. То же, что на рис. 4, в режиме IV ($U_0=360$ кВ, газ в центре).

Величина средней по радиусу плотности плазмы, вычисленная по зависимостям рис. 4—7, хорошо соответствует средней плотности, измеренной диаметрально каналом интерферометра.

Как видно из рисунков, после поджига разряда (t_0-t_2) на интервале t_2-t_5 вид профилей плотности изменяется слабо, хотя и видна некоторая тенденция перемещения максимума плотности к

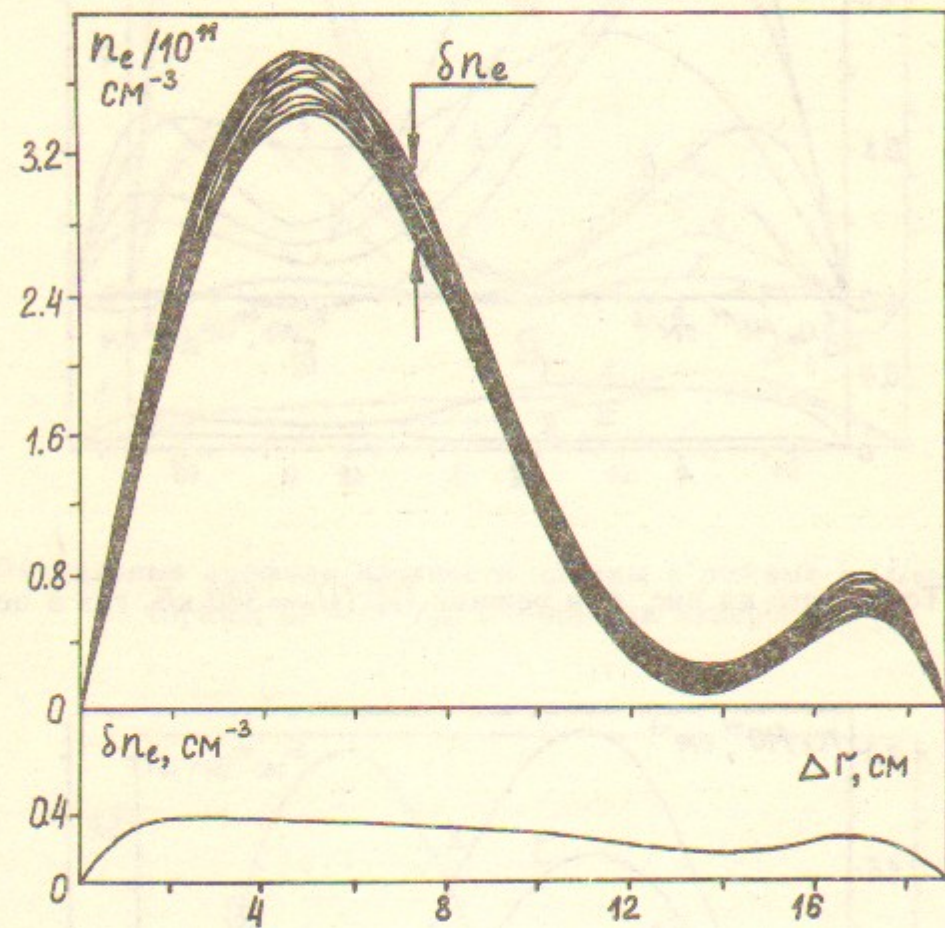


Рис. 8. Ошибка измерения профиля плотности плазмы (режим II, $t=t_2$).

внутреннему лайнеру. Спад плотности плазмы на интервале t_2-t_3 хорошо скоррелирован с увеличением плотности нейтрального газа n_0 у внутреннего лайнера. Величина $n_0(t)$ на рис. 3 получена путем деления произведения $n_0 n_e(t)$ на плотность плазмы у внутреннего лайнера (точка B на рис. 1) $n_e(B)$. Произведение $n_0 n_e$ в данном случае пропорционально интенсивности свечения края спектра излучения линии H_α . Локальность измерения обеспечена за счет того, что в свечение края спектра вносят вклад только те участки хорды наблюдения, которые находятся вблизи минимального радиуса зондируемой плазмы [11]. Как видно из рис. 3, плотность нейтрального газа у внутреннего лайнера возрастает в 4—5 раз. Динамика процессов, приводящих к значительному росту n_0 , по-видимому, следующая. После поджига разряда в уста-

новке, примерно равномерно заполненной газом, начинается интенсивная перезарядка. При этом в плазме образуются быстрые нейтралы. Примерно половина из них вылетает в направлении наружного лайнера и, в основном, свободно проходит через него, так как центральная часть лайнера сделана из тонких колец. Другая половина быстрых нейтралов попадает на внутренний лайнер и сбивает с его поверхности сорбированный водород. Таким образом, перезарядка, с одной стороны, «выжигает» начальный нейтральный газ в плазме, а с другой стороны, приводит к лавинообразному увеличению потока газа с поверхности внутреннего лайнера. Образующиеся в результате этих процессов профили плотности газа в начале стационарной стадии разряда (интервал t_3-t_5 , $n_e(t) \simeq \text{const}$) приведены на рис. 9—11. Зависимости $n_0(r)$ получены делением $n_0 n_e(r)$ на $n_e(r)$. Профиль произведения $n_0 n_e$ брался из хордовых измерений потока нейтралов перезарядки с энергиями, близкими к максимальным (измерения выполнены Абдрашитовым Г.Ф.), и аналогичных измерений линии H_α . Из этих распределений видно, что газовый поток со стенки можно разделить на две части. Значительная часть атомов газа, по-видимому, уходит со стенки со скоростями $v_0 \geq 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Эта часть газа практически не ослабляется плазмой и образует «пьедестал» на кривых $n_0(r)$. Другая часть газа распространяется с тепловой скоростью $v_0 \sim 2 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Для нее характерная длина пробега по радиусу при изотропном распределении по углам равна

$$\lambda_0 \simeq \frac{1}{2} \frac{v_0}{\bar{n}_e (\sum_{i,e} \langle \sigma v \rangle_i + \langle \sigma v \rangle_{ex})},$$

где $\sum_{i,e} \langle \sigma v \rangle_i$, $\langle \sigma v \rangle_{ex}$ — скорости ионизации и перезарядки. Величина $\lambda_0 \sim 3 \div 5$ см, поэтому распределение нейтрального газа по радиусу сильно неоднородно. Как будет показано ниже, эта неоднородность отрицательно влияет на величину плотности плазмы в установке.

На интервале времени t_5-t_7 разряд гаснет. Причем отчетливо видно, что исчезновение плотности начинается у наружного лайнера и далее распространяется вглубь плазмы. В конце разряда плазма существует в виде тонкого слоя у внутреннего лайнера. Как будет показано ниже, значение плотности плазмы у наружного лайнера принципиально влияет на плотность плазмы в осталь-

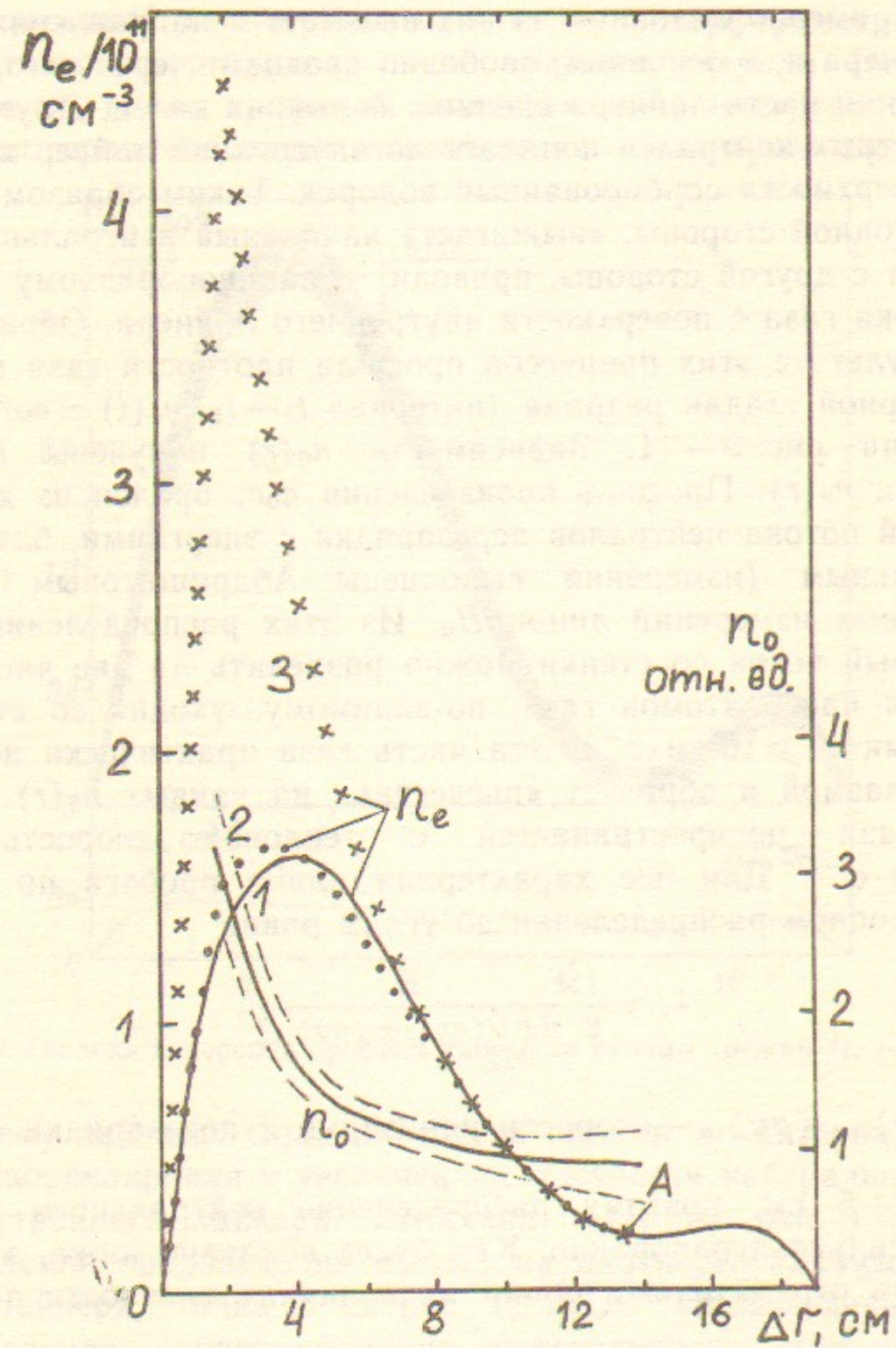


Рис. 9. Радиальные профили плотности плазмы и нейтрального газа в момент времени $t=t_3$ для режима II. Штриховые линии ограничивают область, внутри которой может проходить кривая $n_0(r)$ из-за ошибок измерения и обработки.

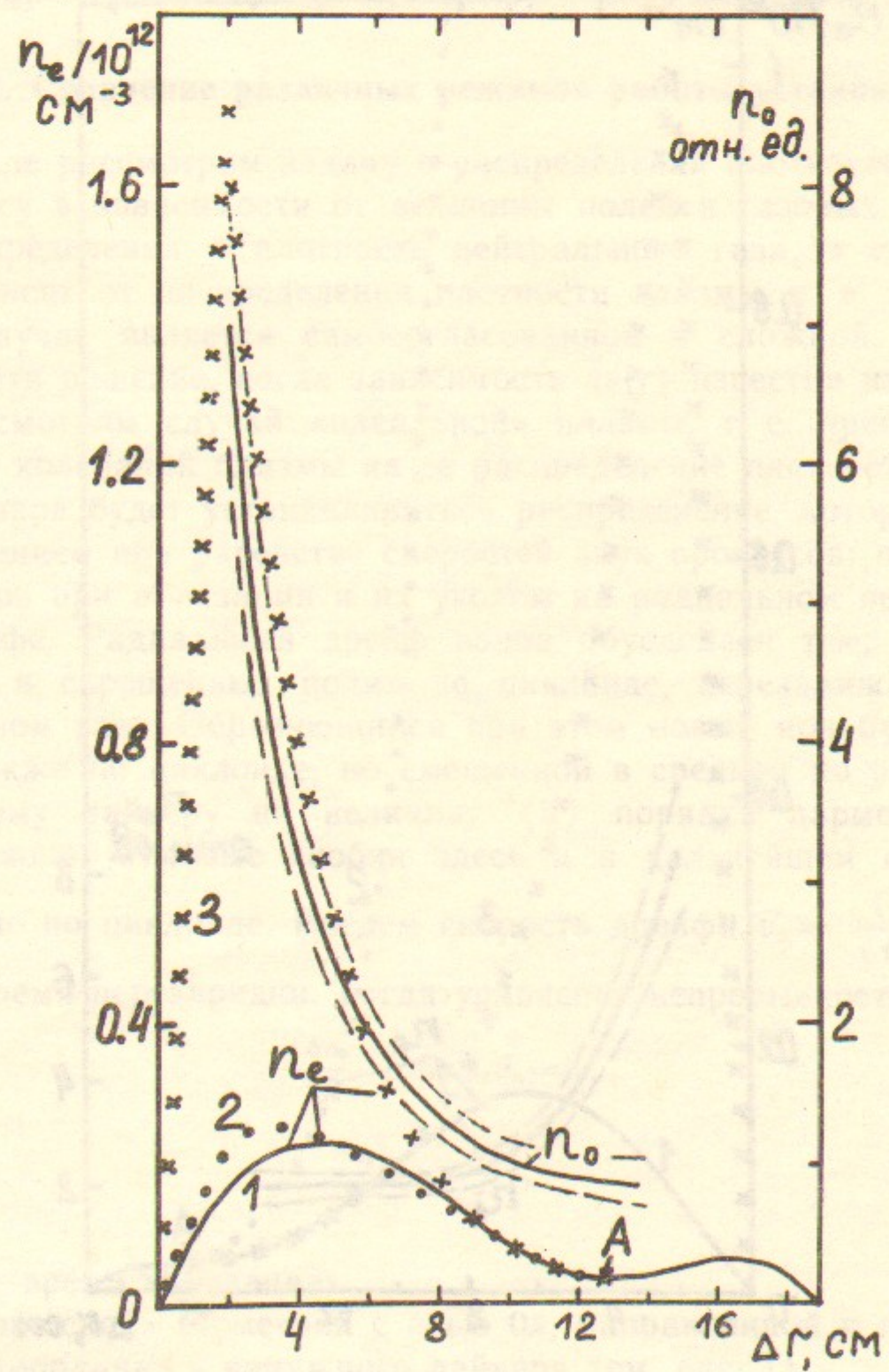


Рис. 10. То же, что на рис. 9, для режима III.

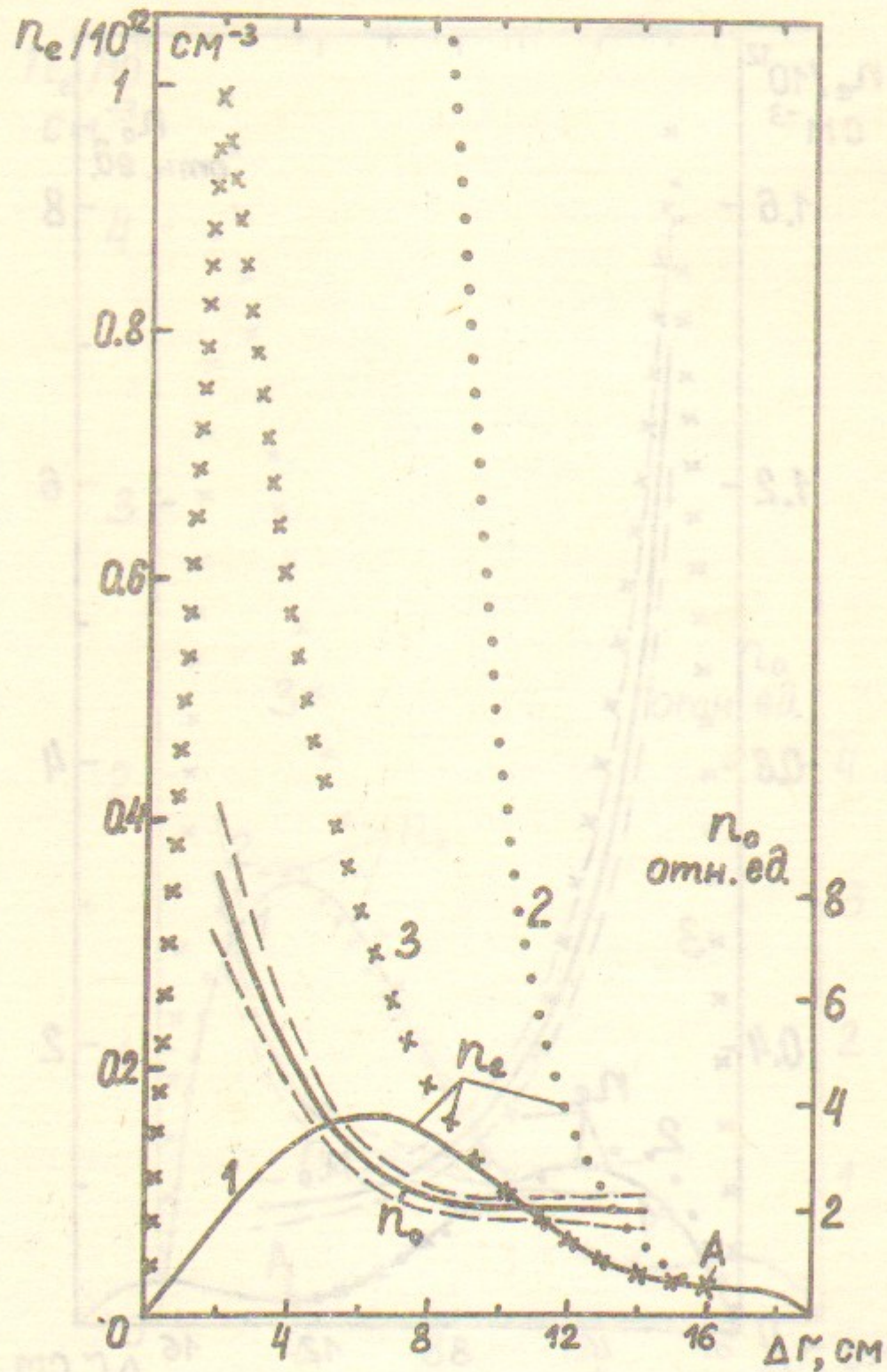


Рис. 11. То же, что на рис. 9, для режима IV.

ном объеме. Поэтому гашение разряда может быть объяснено исчезновением условий для его поддержания у наружной стенки.

4.3. Сравнение различных режимов работы установки

Вначале рассмотрим задачу о распределении плотности плазмы по радиусу в зависимости от величины полей и газовых условий. Вид распределения и плотность нейтрального газа, в свою очередь, зависят от распределения плотности плазмы, т. е. задача в общем случае является самосогласованной и сложной. Однако, легко найти решение, когда зависимость $n_0(r)$ известна из измерений. Рассмотрим случай «идеальной» плазмы, т. е. пренебрежем влиянием колебаний плазмы на ее распределение плотности. Тогда в стационаре будет устанавливаться распределение, которое является решением при равенстве скоростей двух процессов: образованием ионов при ионизации и их уходом на радиальном перезарядном дрейфе. Радиальный дрейф ионов обусловлен тем, что ион, двигаясь в скрещенных полях по циклоиде, перезаряжается на нейтральном газе. Образующийся при этом новый ион будет двигаться также по циклоиде, но смещенной в среднем по радиусу к внутреннему лайнеру на величину $\langle \epsilon \rangle$ порядка ларморовского радиуса иона. Угловые скобки здесь и в дальнейшем означают усреднение по циклоиде. Введем скорость дрейфа $\bar{v}_d = \frac{\langle \bar{\epsilon} \rangle}{\langle \tau \rangle_{cx}}$, где $\langle \tau \rangle_{cx}$ — время перезарядки. Тогда уравнение непрерывности будет

$$-\frac{\delta n_e}{\delta t} + \text{div } n_e \bar{v}_d = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\delta n_e}{\delta t} = \frac{n_e}{\langle \tau \rangle_i},$$

где $\langle \tau \rangle_i$ — время ионизации.

Для «плоской» геометрии с осью Ox , направленной к центру, и началом координат у наружного лайнера (см. рис. 1):

$$\text{div } n_e \bar{v}_d = \frac{\partial}{\partial x} \left(n_e \frac{\langle \epsilon \rangle}{\langle \tau \rangle_{cx}} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_{cx} \langle \epsilon \rangle).$$

Считая в первом приближении величины полей неизменными по радиусу, уравнение (1) можем переписать в виде

$$\langle \sigma v \rangle_{cx} \langle \varepsilon \rangle \frac{\partial}{\partial x} (n_e n_0) = n_e n_0 \left[\langle \sigma_i v_i \rangle_i + \overline{(\sigma_e v_e)_i} \right]. \quad (2)$$

А его решением будет

$$n_e(x) = n_e(0) \frac{n_0(0)}{n_0(x)} e^{x/\chi}, \quad (3.1)$$

$$\chi^{-1} = \frac{1}{\langle \varepsilon \rangle} \left[\frac{\langle \sigma_i v_i \rangle_i + \overline{(\sigma_e v_e)_i}}{\langle \sigma v \rangle_{cx}} \right]. \quad (3.2)$$

Первый член в числителе (3.2) учитывает ионизацию газа ионами, а второй, соответственно, электронами плазмы. Ионизацию электронами необходимо учитывать, поскольку оказалось, что они имеют значительную продольную энергию. Черта сверху в выражении (3.2) означает усреднение по функции распределения электронов.

Окончательное решение для цилиндрической плазмы в установке ПСП-2 получается введением дополнительного множителя $\frac{r_A}{r_A - x}$, который учитывает компрессию плазмы при ее движении к внутреннему лайнеру:

$$n_e(x) = \frac{r_A}{r_A - x} n_e(0) \frac{n_0(0)}{n_0(x)} e^{x/\chi}. \quad (4)$$

Здесь r_A — значение радиуса в точке A (рис. 1), откуда начинается экспоненциальный рост плотности плазмы. Следует отметить, что решение (4) получено в предположении, что распределения газа и плазмы вдоль силовых линий магнитного поля подобны на различных радиусах (т. е., например, нет компрессии плазмы по оси установки при ее перемещении по радиусу).

Итак, видно, что решение (4) состоит из трех сомножителей. Величина $\frac{r_A}{r_A - x} e^{x/\chi}$ практически зависит только от значений полей в плазме и от геометрии, множитель $n_e(0)$ — «затравочная» плотность плазмы у наружной стенки (в точке A) и, наконец, $\frac{n_0(0)}{n_0(x)}$ представляет зависимость плотности плазмы от распределения нейтрального газа.

Сравним экспериментально полученные профили с теоретическим решением (4). На рис. 9—11 зависимость 1 — распределение плотности плазмы, измеренное интерферометром в начале стацио-

нарной части разряда, 2 — теоретическое решение. Зависимость 2 получена следующим образом. Предполагается, что значение $n_e(0)$ соответствует величине плотности в точке A . В области значений r левее точки A , на участке, где $n_0(r)$ практически не изменяется, решение имеет вид

$$n_e(x) = \frac{r_A}{r_A - x} n_e(0) e^{x/\chi}. \quad (5)$$

Необходимое значение χ может быть найдено по формуле (3.2) и известным сечениям ионизации и перезарядки. Для режимов II и III вычисленные χ , будучи подставленными в (5), дают хорошее совпадение экспериментальных и теоретических кривых на этом участке. Если бы имело место равномерное заполнение газом ($n_0(r) = \text{const}$), то продолженное далее к внутреннему лайнеру решение (4) имело бы вид (5), изображенный на рис. 9—11 кривой 3. Однако, из-за сильного увеличения $n_0(r)$ рост плотности плазмы, согласно (4), резко уменьшается и даже начинается ее спад (участок $\Delta r = 2 \div 6$ см). На расстоянии $\Delta r \approx 2$ см от внутреннего лайнера плотность плазмы спадает из-за конечного лармовского радиуса иона. Можно показать, что хорошим первым приближением $n_e(r)$ на этом участке шириной $2r_L$ является прямая линия. Построенная таким образом теоретическая зависимость $n_e(r)$ близка к экспериментальной кривой для режимов II и III (зависимости 1 и 2 на рис. 9, 10). Неблагоприятное воздействие неравномерного профиля нейтрального газа хорошо иллюстрируется разницей кривых 1 и 3. Видно, что, подавив десорбцию газа с внутренней стенки (например, сделав ее прозрачной для падающего потока быстрых нейтралов), можно увеличить пиковую и среднюю плотности в 3—8 и 2—4 раза, соответственно. В принципе, если сделать десорбцию пренебрежимо малой, возможно еще увеличить плотность плазмы за счет «выгорания» нейтрального газа и резкого увеличения перезарядного времени жизни плазмы.

Десорбция газа со стенки хорошо объясняет не только вид профиля плотности плазмы, но и примерное постоянство средней плотности плазмы независимо от величины напряжения на плазме (режимы II и III). Как следует из формул (3.2) и (4), при увеличении напряжения из-за роста $\langle \sigma_i v_i \rangle_i$ и падения $\langle \sigma v \rangle_{cx}$ величина χ должна уменьшаться и, соответственно, $n_e(x)$ должна расти. Однако оказалось, что при «бомбардировке» стенки более энергичными нейтралами ее газоотделение увеличивается. Газовый слой

глубже проникает в плазму и вызывает соответствующее уменьшение плотности, начиная с меньших значений координаты x (см. кривые n_0 рис. 9, 10).

Несколько необычно распределение плотности плазмы на участке по радиусу от наружного лайнера до точки A . Спад плотности плазмы от локального максимума до точки A в режиме III (рис. 10) и «полки» на кривых плотности в режимах II, IV (рис. 9, 11), по-видимому, связаны с расширением плазмы вдоль силовых линий магнитного поля.

Особого рассмотрения требует режим IV (рис. 11). Рассмотрим область $\Delta r = 8 \div 16$ см, где $n_0(r)$ изменяется слабо. На этом участке экспериментальный профиль плазмы I имеет экспоненциальный вид с характерной длиной $\chi = \chi_s = 4$ см. Однако теоретическое значение χ , рассчитанное по формуле (3.2), оказалось вдвое меньше экспериментального $\chi_r = 0.5\chi_s = 2$ см (теоретическая зависимость показана кривой 2). Видно, что в этом режиме работает какой-то дополнительный эффект, приводящий к «размазыванию» профиля плотности плазмы. Таким эффектом может являться радиальная диффузия плазмы, вызванная колебаниями. Следует отметить, что радиальная диффузия ионов объясняет также аномалии в спектрах излучения линии H_α , которые наблюдались, когда скорость вращения превышала $V_E^* = 1.5 \cdot 10^8$ см·с⁻¹ (в частности, в режиме IV).

Из анализа спектров была получена оценка коэффициента радиальной диффузии ионов у внутреннего лайнера:

$$D_{\text{вн}} \simeq \frac{2\rho_{\text{л}}^2}{\langle \tau \rangle_{\text{cx}}} \Big|_{r \simeq r_{\text{вн}}} \simeq 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (6)$$

Определить коэффициент диффузии для других участков по радиусу можно по виду профилей плотностей плазмы и нейтрального газа. Если указанные профили измерены достаточно точно, то найти $D = D(r)$ можно из уравнения непрерывности, в которое добавлен диффузионный член $D \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2}$:

$$D \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left(n_e \frac{\langle \varepsilon \rangle}{\langle \tau \rangle_{\text{cx}}} \right) = \frac{n_e}{\langle \tau \rangle_i}. \quad (7)$$

Для области $\Delta r = 8 \div 16$ см ($n_0 \simeq \text{const}$) оценку коэффициента диффузии можно получить аналитически. Для удобства решения (7) определим диффузионное время $\tau_D = \langle \varepsilon \rangle^2 / D$. Решение (7)

будем искать в виде (3.1). Тогда из (7) получается уравнение для χ :

$$\frac{\langle \varepsilon \rangle^2}{\tau_D} \frac{1}{\chi^2} + \frac{\langle \varepsilon \rangle}{\langle \tau \rangle_{\text{cx}}} \frac{1}{\chi} - \frac{1}{\langle \tau \rangle_i} = 0,$$

откуда:

$$\chi^{-1} = \frac{1}{\langle \varepsilon \rangle} \left[-\frac{1}{2} \frac{\tau_D}{\langle \tau \rangle_{\text{cx}}} + \sqrt{\frac{\tau_D^2}{4\langle \tau \rangle_{\text{cx}}^2} + \frac{\tau_D}{\langle \tau \rangle_i}} \right].$$

Для режима IV выполняется примерное равенство $\langle \tau \rangle_{\text{cx}} \simeq \langle \tau \rangle_i$. Поэтому:

$$\chi^{-1} \simeq \frac{\tau_D}{2\langle \varepsilon \rangle \langle \tau \rangle_{\text{cx}}} \left(-\sqrt{1 + \frac{4\langle \tau \rangle_{\text{cx}}}{\tau_D}} - 1 \right).$$

При отсутствии диффузии:

$$\chi^{-1} = \chi_r^{-1} = \frac{1}{\langle \varepsilon \rangle} \frac{\langle \tau \rangle_{\text{cx}}}{\langle \tau \rangle_i} \simeq \frac{1}{\langle \varepsilon \rangle}.$$

Диффузия увеличивает характерную длину χ вдвое. Поэтому:

$$\frac{\tau_D}{2\langle \tau \rangle_{\text{cx}}} \left(-\sqrt{1 + \frac{4\langle \tau \rangle_{\text{cx}}}{\tau_D}} - 1 \right) = \frac{1}{2}.$$

Откуда:

$$\tau_D \simeq \frac{1}{2} \langle \tau \rangle_{\text{cx}}, \quad D_{\text{нар}} = \frac{\langle \varepsilon \rangle^2}{\tau_D} \simeq \frac{2\langle \varepsilon \rangle^2}{\langle \tau \rangle_{\text{cx}}} \Big|_{r \simeq r_A} \simeq 3 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (8)$$

Таким образом, коэффициенты диффузии, вычисленные по профилю плотности и спектру линий H_α , совпадают по порядку величины.

Кривой 3 на рис. 11, как и ранее, показан радиальный профиль плотности плазмы в случае $n_0(r) = \text{const}$. Предполагается, что в этом случае $D(r) = D_{\text{нар}} = \text{const}$. Считая, что всюду в плазме $D(r) \leq 10^6$ см²·с⁻¹, можем оценить минимальное диффузионное время жизни в установке ПСП-2:

$$\tau_{\text{ж}} = \frac{(r_{\text{нар}} - r_{\text{вн}})^2}{4D} \simeq 10^{-4} \text{ с}.$$

Следует отметить, что величина $\tau_{\text{ж}}$ значительно превышает теоре-

тическое время развития желобковой неустойчивости τ_{\sim} вращающейся плазмы:

$$\tau_{\sim} \gg \tau_{\sim} \sim \omega^{-1} = \frac{r}{V_E} \simeq 3 \cdot 10^{-7} \text{ с.}$$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим основные результаты работы:

1. Проведены измерения радиального профиля плотности плазмы в установке ПСП-2 с порогом чувствительности $\bar{n}_{\min} \simeq 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и пространственным разрешением 1.5 см.
2. Исследована динамика разряда и зависимость профиля плотности плазмы от величины напряжения на плазме и газовых условий.
3. Показано неблагоприятное влияние на величину плотности плазмы десорбции газа со стенки внутреннего лайнера.
4. Показано, что при $V_E \leq 1.5 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ профиль плотности плазмы определяется процессами перезарядки и ионизации, а для $V_E > 1.5 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ определенное влияние на распределение плотности плазмы оказывают колебания.

Авторы признательны Ю.Н. Юдину, Е.Д. Рыкову, А.Г. Колачеву за большую помощь в работе, В.И. Волосову за полезные обсуждения и ряд ценных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Abdrashitov G.F., Bekhtenev A.A., Kubarev V.V., Pal'chikov V.E., Volosov V.I. and Yudin Yu. N.* In: *Mirror Based and Field Reversed Approaches to Magnetic Fusion* (Proc. of the Intern. School on Plasma Physics, Varenna, 1983), v.1, p.335.
2. *Volosov V.I., Abdrashitov G.F., Bekhtenev A.A., Kubarev V.V., Pal'chikov V.E., Yudin Yu.N.* *Journal of Nuclear Materials*, 1984, v.128/129, p.445—451.
3. *Кубарев В.В., Мишагин В.В.* Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-45. Новосибирск, 1986.
4. *Кротов С.В.* Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-99. Новосибирск, 1982.
5. *Батраков А.М., Козак В.Р., Нифонтов В.И.* Препринт ИЯФ СО АН СССР 79-40. Новосибирск, 1979.
6. *Пискунов Г.С., Тарарышкин С.В.* *Автометрия*, 1986, № 4, с.32—38.
7. *Кубарев В.В.* Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-09. Новосибирск, 1984. *Кубарев В.В.* *ПТЭ*, 1986, № 3, с.177—179.
8. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* *Методы решения некорректных задач.*—М.: Наука, 1986.
9. *Преображенский Н.Г., Пикалов В.В.* *Неустойчивые задачи диагностики плазмы.*—Новосибирск: Наука, 1982.
10. *Пашковский С.* *Вычислительные применения многочленов и рядов Чебышева.*—М.: Наука, 1983.
11. *Кубарев В.В.* В сб.: *Материалы III Всесоюзной конференции «Современные методы магнитного удержания, нагрева и диагностики плазмы».* Харьков, ХФТИ, 1982, т.1, с.156—159

А.В. Белобородов, В.В. Кубарев

**Исследование вращающейся плазмы
субмиллиметровым лазерным интерферометром**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 19 сентября 1988 г.
Подписано в печать 11.11.88 г. МН 08581
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,2 печ.л., 1,8 уч.-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 144

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