

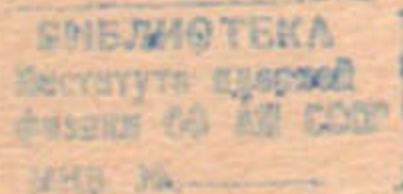
Б.90

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 22 - 73

Г.И.Будкер, В.В.Данилов, Э.П.Кругляков,
Д.Д.Рютов, Е.В.Шунько

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УДЕРЖАНИЮ ПЛАЗМЫ
В МНОГОПРОБОЧНОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ



Новосибирск

1973

Г.И.Будкер, В.В.Данилов, Э.П.Кругляков,

Д.Д.Рютов, Е.В.Шунько

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УДЕРЖАНИЮ ПЛАЗМЫ В МНОГОПРОБОЧНОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

АННОТАЦИЯ

Сообщается о результатах экспериментов, поставленных с целью проверки эффективности удержания плазмы в многопробочной магнитной ловушке. Эксперименты проводились на низкотемпературной щелочной плазме. Исследовалось распределение плотности вдоль оси ловушки в стационарных условиях, а также распад плазмы после импульсного выключения её источника. Оказалось, что движение плазмы вдоль поля существенно замедляется при переходе к многопробочной конфигурации в соответствии с ранее опубликованной теорией.

Большой интерес представляют экспериментальные данные, полученные в многочисленных теоретических работах [1-4], в которых рассматривается движение плазмы в однородном магнитном поле вдоль щелочной плазмы в многопробочном магнитном поле. В работе [1] исследуется движение плазмы в однородном магнитном поле вдоль щелочной плазмы, в работе [2] - движение плазмы в однородном магнитном поле вдоль щелочной плазмы, в работе [3] - движение плазмы в однородном магнитном поле вдоль щелочной плазмы, в работе [4] - движение плазмы в однородном магнитном поле вдоль щелочной плазмы. В работе [5] исследуется движение плазмы в однородном магнитном поле вдоль щелочной плазмы.

1. Введение

Как было показано в работах /1,2/, продольное удержание плотной плазмы (плотной в том смысле, что длина свободного пробега λ мала по сравнению с длиной установки L) может быть существенно улучшено путем перехода от однородного магнитного поля к гофрированному (многопробочному). Ниже сообщается о результатах экспериментов, поставленных с целью проверки эффективности удержания плазмы в такой конфигурации магнитного поля¹⁾.

В качестве объекта исследования была выбрана низкотемпературная щелочная плазма, поскольку в ней, благодаря большому кулоновскому сечению, легко удовлетворяется условие $\lambda \lesssim L$, а возможность получения такой плазмы при поверхностной ионизации позволяет в широких пределах регулировать её плотность.

Плазма создавалась на одном из концов установки и имела возможность свободно растекаться вдоль магнитного поля ко второму концу, где она погибала на холодной диэлектрической или металлической поверхности. Влияние гофрировки в этих условиях можно было изучать путем сравнения свойств потока в однородном и в гофрированном полях, что и было сделано в настоящей работе.

Дальнейший план изложения состоит в следующем. В разделе 2 на основе теоретических работ /1, 4, 5/ коротко рассматриваются относящиеся к нашим экспериментам особенности течений щелочной плазмы в многопробочном магнитном поле. В разделе 3 содержится описание экспериментальной установки и методики измерений. В разделе 4 приводятся результаты исследования стационарных, а в разделе 5 - нестационарных течений плазмы. В разделе 6 содержится сводка основных результатов работы.

¹⁾ Краткая информация об этих экспериментах опубликована в работе /3/.

2. Течения плаэмы в многопробочном магнитном поле

Согласно результатам работы /4/, при условии $\lambda \ll L$ (а именно этот случай представляет интерес в задаче об удержании плаэмы) плотность продольного потока плаэмы q может быть записана следующим образом:

$$q = -\frac{H(z)}{H_{\max}} \begin{cases} \alpha v_{T_1} \lambda \cdot \frac{dp}{dz}, & \lambda \geq \gamma l \\ \beta \frac{v_{T_1}^2}{\lambda} \cdot \frac{dp}{dz}, & \lambda \leq \gamma l \end{cases}, \quad (1)$$

где H - напряженность магнитного поля, H_{\max} - значение этой величины в пробке, l - длина отдельного пробкотрона,

$v_{T_1} = \sqrt{2T_1/M}$ - тепловая скорость ионов, n - концентрация плаэмы, $\lambda(z)$ - средняя длина свободного пробега ионов, определяемая формулой

$$\lambda(\text{см}) = \frac{3 \cdot 10^{12} T_1^2 (\text{эв})}{n (\text{см}^{-3})},$$

а α , β и γ - численные множители, зависящие от профиля магнитного поля и от отношения электронной и ионной температур.

Точные выражения для коэффициентов α , β и γ получены в /4,5/ в предельных случаях сильной ($H_{\max}/H_{\min} \gg 1$) и слабой ($H_{\max} - H_{\min} \ll H_{\max}$) гофрировки. В наших экспериментах $H_{\max}/H_{\min} = 1,83$, и найти точные значения этих коэффициентов аналитически не удается, но можно воспользоваться тем, что оба приближения дают примерно одинаковый результат: $\alpha, \beta, \gamma \sim 1$.

Строго говоря, соотношения (1) справедливы только при условии, что температуры электронов и ионов однородны вдоль длины установки. Для электронов это условие выполняется автоматически (ввиду высокой электропроводности). Что же касается ионов, то их температура, вообще говоря, зависит от Z . Однако, более подробный анализ приведенных в /4/ уравнений по-

казывает, что в наших экспериментах это изменение несущественно.

При всех потоках плаэмы, которые были экспериментально реализованы, в последнем пробкотроне выполнялось условие $\lambda > l$, т.е. на выходном конце установки течение плаэмы было бесстолкновительным. Это обстоятельство позволяет легко находить поток плаэмы q по экспериментально измеренному (с помощью ленгмюровского зонда) значению концентрации в последнем пробкотроне. Действительно, считая, что на входе в последний пробкотрон ионное распределение представляет собой "половину" максвелловского распределения ($v_z > 0$) и учитывая адиабатическую инвариантность магнитного момента ионов, легко показать, что

$$q_L = \frac{H_L}{H_{\max}} \frac{n_L v_{T_1}}{\sqrt{\pi}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{H_L}{H_{\max}}} \right)^{-1},$$

где индексом "L" обозначены значения соответствующих величин в точке контроля потока²⁾. Имея в виду, что в отсутствие поперечных потерь выполняется равенство $q/H = \text{const}$, можно с помощью последнего соотношения связать величину n_L с потоком плаэмы с ионизатора q_0 :

$$n_L = \sqrt{\pi} \frac{q_0}{v_{T_1}} \frac{H_{\max}}{H_0} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{H_L}{H_{\max}}} \right), \quad (2)$$

где H_0 - напряженность магнитного поля у ионизатора.

Рассмотрим теперь изменение концентрации плаэмы вдоль оси системы в гофрированном поле в отсутствие поперечных потерь ($q/H = \text{const}$). Начнем со случая не слишком больших концентраций, когда на всей длине установки выполняется условие $\lambda > l$, так что "работает" верхнее из равенств (1). При этом с помощью соотношения (2) легко убедиться в том, что

$$\frac{1}{n} \frac{dp}{dz} = - \frac{A}{\lambda_L}. \quad (3)$$

2) Мы пренебрегаем вкладом в концентрацию от частиц, захваченных в последнем пробкотроне. Это можно делать, так как точка контроля потока близка к пробке ($H_L/H_{\max} \approx 0,7$).

где λ_L - длина свободного пробега ионов, соответствующая плотности n_L , а

$$A = \left[\alpha \sqrt{\pi} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{H_L}{H_{\max}}} \right) \right]^{-1}$$

- численный множитель порядка единицы.

Интегрируя (3), получаем:

$$n(z) = n_L \exp\left(A \frac{L-z}{\lambda_L}\right) \quad (4)$$

(начало координат расположено на ионизаторе, L - расстояние от ионизатора до точки контроля потока). Отсюда видно, что концентрация плазмы экспоненциально растет по мере приближения к ионизатору³⁾ (т.е. при уменьшении z). Концентрация у ионизатора определяется формулой

$$n_0 = n_L \exp\left(\frac{AL}{\lambda_L}\right), \quad (4^1)$$

т.е. отношение n_0 / n_L , которое является мерой эффективности удержания плазмы в гофрированном поле, экспоненциально растет при увеличении плотности плазмы на выходе из установки или, что то же, потока плазмы с ионизатора ($\lambda_L^{-1} \sim n_L \sim q_L$).

При достаточно большом потоке плазмы длина свободного пробега у ионизатора становится меньше длины отдельного пробкотрона, и в этой области начинает "работать" нижняя из формул (1). Иными словами, концентрация плазмы здесь начинает подчиняться уравнению:

$$\frac{dn^2}{dz} = -2B \frac{n^2 \cdot \lambda_L}{L^2}, \quad (5)$$

где

$$B = \left[\beta \sqrt{\pi} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{H_L}{H_{\max}}} \right) \right]^{-1}$$

3) Отметим, что в появившейся недавно работе /6/, также посвященной проверке удержания плазмы многопробочным полем, содержится неточное утверждение, что перепад концентрации на одном пробкотроне Δn есть величина постоянная вдоль длины установки. В действительности постоянным является отношение $\Delta n / n$.

- численный множитель порядка единицы.

Нарушение равенства (4¹) у ионизатора происходит, очевидно, при $n_0 = n_L \lambda_L / L$, т.е. при

$$\frac{\lambda_L}{L} = \exp\left(A \frac{L}{\lambda_L}\right). \quad (6)$$

Учитывая, что отношение $L/1$ (равное числу пробкотронов N) велико по сравнению с единицей, можно записать следующее приближенное равенство для величины λ_L^C , определяемой из уравнения (6):

$$\frac{\lambda_L^C}{1} \cong AN/\ln(AN) \cong N/\ln N.$$

При потоке плазмы q_0 , для которого на выходе из установки выполняется условие $\lambda_L < \lambda_L^C$, вблизи ионизатора справедливо уравнение (5), а на остальной части установки - уравнение (3). Сшивая решения этих двух уравнений, можно найти зависимость n_0 от n_L в области больших n_L . Вычисления показывают, что сначала здесь происходит некоторый рост отношения n_0/n_L , а при дальнейшем увеличении n_L оно начинает убывать по закону $n_0/n_L \cong \sqrt{2BL\lambda_L/L} \sim n_L^{-1/2}$. Максимальное значение величины n_0/n_L равно $N\sqrt{AB}/\sqrt{2\ln N} \cong N/\sqrt{2\ln N}$. Общий характер зависимости n_0/n_L иллюстрируется рис.1. При очень больших значениях n_L (таких, что $\lambda_L < 1^2/L$) "трение" плазмы о магнитное поле становится пренебрежимо малым (см./4/), и отношение n_0/n_L стремится к единице.

Интересной особенностью щелочной плазмы является возможность ускорения ионов в дебаевском слое у ионизатора. Этот эффект имеет место, когда ток эмиссии электронов с ионизатора существенно превышает поток нейтральных атомов (см./7/). Величина энергии E , приобретаемой ионами в слое, зависит от температуры вольфрама и плотности получаемой плазмы:

$$E \cong T_0 (46 - \ln n_0) - W, \quad (8)$$

где W - работа выхода вольфрама, T_0 - температура вольфрама, n_0 - плотность получаемой плазмы (в см^{-3}).

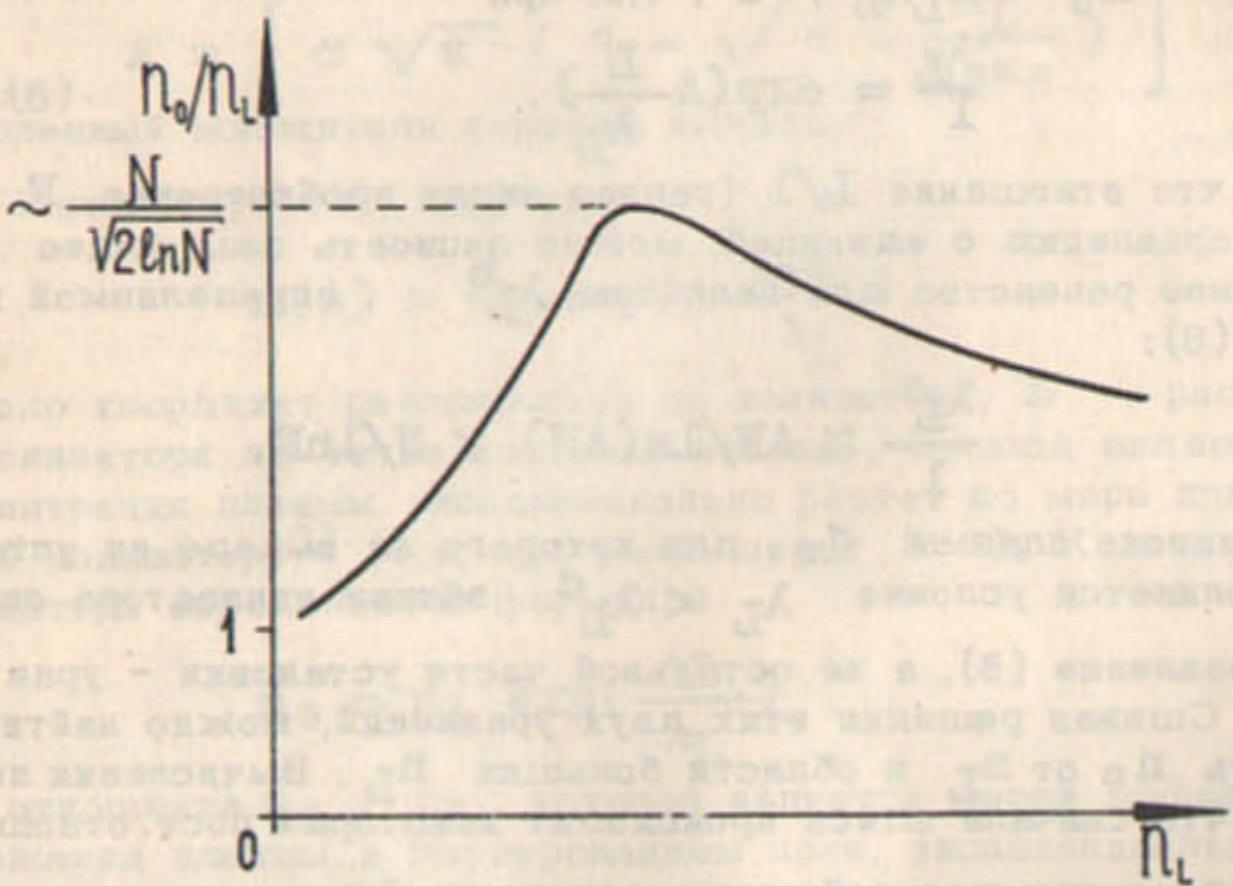


Рис.1. Зависимость продольного перепада плотности от концентрации плазмы на выходе из системы.

Рассматривая баланс энергии ионов, можно показать, что при наличии выраженного эффекта гофрировки ($n_0/n_L \gg 1$) справедливо приближенное равенство:

$$T_1 = \frac{E}{2} + T_0. \quad (9)$$

Естественно, что при $E \gtrsim T$ влияние гофрировки становится существенным, когда условие $\lambda_o < L$ выполняется для длины пробега, рассчитанной по температуре (9) (а не по температуре ионизатора T_0).

Наличие связи (8) между E и n_0 приводит, вообще говоря, к тому, что зависимость величины n_0 от n_L в области малых n_L (до максимума на рис.1) перестает быть чисто экспоненциальной, поскольку из формул (8) (9) следует, что при уве-

личении n_0 уменьшается температура ионов, входящая в формулу (4) как параметр. При изменении n_0 в десять раз T_1 меняется примерно на T_0 (см.(8), (9)). Но так как большая часть описываемых ниже экспериментов проводилась в условиях $T_1 > 2T_0$, то в первом грубом приближении указанным обстоятельством можно пренебречь.

Интересно заметить, что плотность плазмы может испытывать некоторое изменение вдоль оси Z даже в однородном магнитном поле (мы говорим здесь не о скачке плотности в дебаевском слое у ионизатора, а о плавном её изменении на масштабе L). Причина этого явления состоит в том, что в плазме, поступающей в установку с ионизатора, функция распределения ионов неравновесна. Так, при сильно отрицательном слое, когда ионы ускоряются в нем до скорости $v_0 \gg \sqrt{2T_0/M}$ продольный разброс ионов, выходящих из слоя, становится много меньше, чем

$\sqrt{2T_0/M}$, и в первом приближении им можно просто пренебречь. Иными словами, можно пренебречь продольным давлением ионов, влетающих в установку. Что же касается поперечного давления, то оно равно nT_0 . По мере удаления от ионизатора столкновения приводят к выравниванию продольного и поперечного давлений ионов, и продольное давление достигает значения

$2/3nT_0$. Это приводит к некоторому торможению потока и возрастанию плотности плазмы. Вычисления показывают, что увеличение плотности определяется формулой:

$$\frac{\Delta n}{n_0} = 2/3 \frac{T_0}{Mv_0^2 + T_0} \quad (10)$$

(последнее слагаемое в знаменателе учитывает роль электронного давления).

Масштаб, на котором происходит релаксация ионного распределения (и, следовательно, концентрация достигает величины $n_0 + \Delta n$), можно оценить как $\lambda \sqrt{Mv_0^2/T_0}$, где λ рассчитано по температуре ионизатора T_0 . В условиях, когда наблюдается заметное влияние гофрировки, этот масштаб мал по сравнению с L .

Формула (10), строго говоря, справедлива только при $Mv_0^2 \gg T_0$, но для приближенной оценки ею можно вос-

пользоваться и при $Mv_0^2 \sim T_0$. Так, если слой нейтрален, и ускорения ионов в нем не происходит, то ионное распределение на выходе из слоя представляет собой "половину" максвелловского распределения, так что $v_0 = \sqrt{2T_0/\pi M}$, и использование формулы (10) дает:

$$\frac{\Delta n}{n_0} \approx \frac{2\pi}{3(2 + \pi)} \approx 0,4.$$

Таким образом, в однородном магнитном поле плотность плазмы на выходе из установки определяется формулой

$$n_L = q_0 \sqrt{M/2E} \quad (11)$$

при $E \gg T_0$ и

$$n_L \approx \sqrt{\pi} \frac{6 + 5\pi}{3(2 + \pi)} q_0 \sqrt{M/2T_0} \quad (12)$$

при $E = 0$.

В описываемых ниже экспериментах для контроля прохождения плазмы в гофрированном магнитном поле использовалось сравнение величин n_L , измеренных в однородном и гофрированном полях (подробнее см. ниже). Поэтому представляет интерес найти возможные пределы изменения величины⁴⁾ n_L/n_L^* в зависимости от условий на ионизаторе при полном прохождении плазмы. С помощью формул (2), (9) - (12) легко показать, что

$$\text{при } E \gg T_0 \quad n_L/n_L^* = \sqrt{2\pi} \frac{H_{\max}}{H_0} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{H_L}{H_{\max}}}\right) \approx 1,8,$$

$$\text{а при } E = 0 \quad n_L/n_L^* = \frac{3(2 + \pi)}{6 + 5\pi} \frac{H_{\max}}{H_0} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{H_L}{H_{\max}}}\right) \approx 0,5.$$

В заключение этого раздела оговоримся, что, вообще говоря, функции распределения ионов, вылетающих из плазмы на ионизатор и на холодный торец не являются в точности максвеллов-

4) Здесь и ниже звездочкой обозначаются величины, относящиеся к однородному полю.

скими, так что полученные в этом разделе формулы имеют полу-
количествоный характер.

3. Описание установки

На рис.2а представлена схема экспериментальной установки. Основными её элементами являются: ионизатор (1), катушки магнитного поля (2), вакуумная камера (3) с насосами (4), подвижные ленгмюровские зонды (5), подогреваемый контейнер (6) со щелочным металлом.

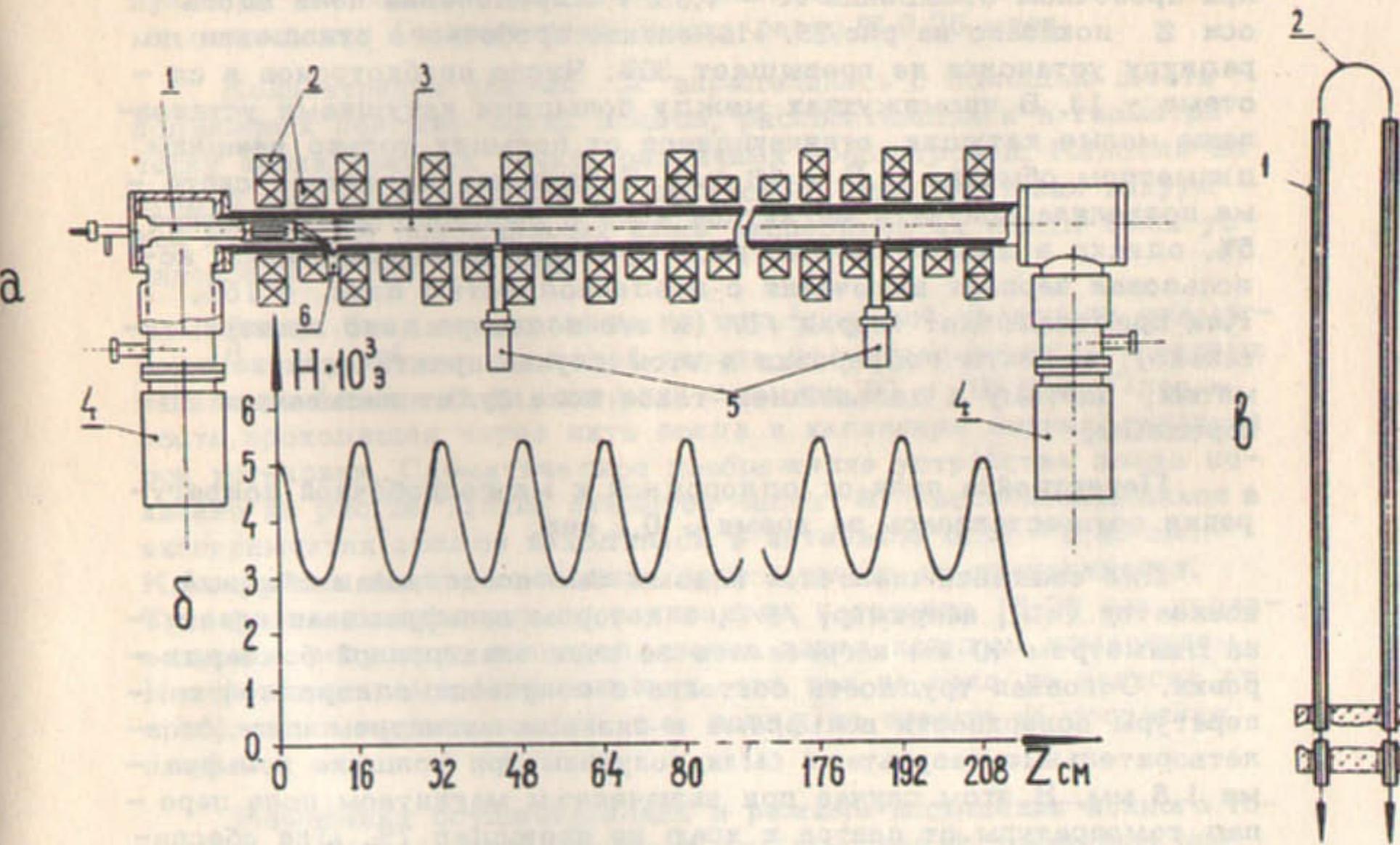


Рис.2а - схема экспериментальной установки: 1 - ионизатор, 2 - катушки магнитного поля, 3 - вакуумный объем, 4 - магниторазрядные насосы, 5 - зонды, 6 - устройство для напуска паров цезия; б - профиль магнитного поля на оси системы; в - конструкция проектированного зонда: 1 - кварцевый капилляр; 2 - вольфрамовая нить.

Вакуумная камера установки представляет собой трубу из нержавеющей стали длиной 240 см и внутренним диаметром 6 см. Откачка осуществляется двумя магниторазрядными насосами. Предельный вакуум в системе $\leq 10^{-7}$ тор.

Магнитная система состоит из катушек двух типов. Гофрированное поле создается большими катушками (внутренний диаметр обмотки 8 см, внешний диаметр - 24 см, ширина обмотки 4 см), расставленными с шагом $l = 16$ см. При полностью включенных обмотках напряженность поля в пробках равна $H_{\max} = 5400$ э при пробочном отношении $K = 1,83$. Распределение поля вдоль оси Z показано на рис.2б. Изменение пробочного отношения по радиусу установки не превышает 30%. Число пробкотронов в системе - 13. В промежутках между большими катушками установлены малые катушки, отличающиеся от больших только внешним диаметром обмотки ($D = 16$ см). В принципе магнитная система позволяла получать магнитное поле с неоднородностью менее 5%, однако в данной работе, ради простоты коммутирования, использован вариант включения с неоднородностью поля $\sim 15\%$. Как предсказывает теория /5/ (и это подтверждено экспериментально), эффекты гофрировки в этом случае практически не заметны, поэтому в дальнейшем такое поле будет называться однородным.

Перестройка поля от однородной к многопробочной конфигурации осуществлялась за время $\sim 0,1$ сек.

Для создания щелочной плазмы был использован обычный ионизатор (см., например, /8/), в котором вольфрамовая пластинка диаметром 40 мм нагревалась за счет электронной бомбардировки. Основная трудность состояла в получении однородной температуры поверхности вольфрама в сильном магнитном поле. Удовлетворительные результаты были получены при толщине вольфрама 1,5 мм. В этом случае при включенном магнитном поле падение температуры от центра к краю не превышал 7%. Для обеспечения постоянства температуры поверхности в различных сериях измерений в цепь питания ионизатора введена система автоматического регулирования мощности. Эксперименты выполнены при температуре поверхности вольфрама на оси системы $T = 2400^{\circ}\text{K}$. (Измерения проводились оптическим пиromетром).

Поток нейтральных атомов направлялся на ионизатор через

отверстие в металлическом контейнере (диаметр отверстия 2 мм). Отверстие располагалось в 3 см от оси вакуумной камеры и в 7 - 8 см от ионизатора. Регулировка потока осуществлялась внешним подогревом контейнера, причем заданная температура могла поддерживаться автоматически.

Для проведения нестационарных измерений в системе имелся импульсный затвор. Профилируя форму отверстий на затворе, можно было создавать импульсы различной формы, в частности, импульсное включение потока с выходом в стационарный режим, импульсное выключение потока из стационарного режима и т.д. Время открывания (закрывания) потока равно $\sim 0,25$ мсек.

Концентрация плазмы n определялась с помощью шести подвижных ленгмюровских зондов, располагавшихся в геометрически эквивалентных точках различных пробкотронов. Каждый из зондов мог перемещаться по радиусу от оси до стенки вакуумной камеры. В описываемых ниже экспериментах зонды были установлены на оси системы.

Зонды были изготовлены из вольфрамовой проволоки диаметром $d = 4 \cdot 10^{-4}$ см, проходящей сквозь два параллельных кварцевых капилляра (длина 6 см, внешний диаметр 80 - 100 μ). Плоскость, проходящая через нить зонда и капилляры, перпендикулярна оси установки. Схематическое изображение устройства зонда показано на рис.2в. Длина открытой части a использовавшихся в экспериментах зондов находилась в интервале 0,35 - 0,55 см. Конструкция зондов позволяла осуществлять их прокаливание. Тренировка поверхности прокаливанием в течение 15-20 сек производилась регулярно непосредственно перед каждым измерением. Контрольные измерения показали, что ток на зонд не зависит от присутствия других зондов, т.е. зонды не влияют на состояние плазмы.

Измерения осуществлялись в режиме насыщения ионного тока при отрицательном смещении ϕ , на порядок превышающем температуру ионов. В этих условиях ток на зонд I не зависит от температуры плазмы, и концентрация плазмы

$$n = \frac{I}{e\sqrt{\epsilon\phi/M} \cdot d \cdot a \sqrt{2}} \quad (13)$$

Поскольку в различных экспериментах плотность плазмы определялась одновременно с помощью нескольких (до четырех) зондов, следует указать, что последний зонд всегда располагался на расстоянии одного пробкотрона от конца установки, как это показано на рис.2а. Концентрация плазмы, измеряемая этим зондом, на всех приводимых ниже графиках обозначена через n_L . Положение любого другого зонда относительно последнего определяется цифровым индексом при n . Например, сочетание n_9 означает, что концентрация измерена зондом, расположенным на расстоянии 9 пробкотронов от последнего.

4. Измерения в стационарных условиях

В стационарных измерениях исследовалась зависимость продольного распределения плотности плазмы от величины её потока. Поток плавно менялся за счет нагревания (охлаждения) контейнера со щелочным металлом. Через определенные промежутки времени (1 - 2 мин) примерно на 5-6 сек включалось магнитное поле. В каждом включении последовательно реализовались две конфигурации поля: многопробочная и однородная. Это позволяло при каждом значении потока сопоставлять распределения плазмы в однородном и многопробочном полях и контролировать отсутствие поперечных потерь плазмы.

В экспериментах одновременно использовалось до четырех зондов. Сигналы с них подавались либо на осциллографы, либо на быстродействующий многоканальный самописец.

Длительность отдельной серии измерений, соответствовавшей изменению потока от нуля до максимального значения, составляла 20 - 30 мин. Полученные в одной из таких серий зависимости n_9/n_L и n_5/n_L от n_L показаны на рис.3.

Из результатов раздела 2 следует, что отношение n_k/n_L должно экспоненциально нарастать с ростом n_L :

$$n_k/n_L = \exp \frac{Ak}{\lambda_L} = \exp(\gamma_k \cdot n_L)$$

где

$$\gamma_k (\text{см}^{-3}) = 5,3 \cdot 10^{-12} Ak/T_i^2 (\text{эв}). \quad (14)$$

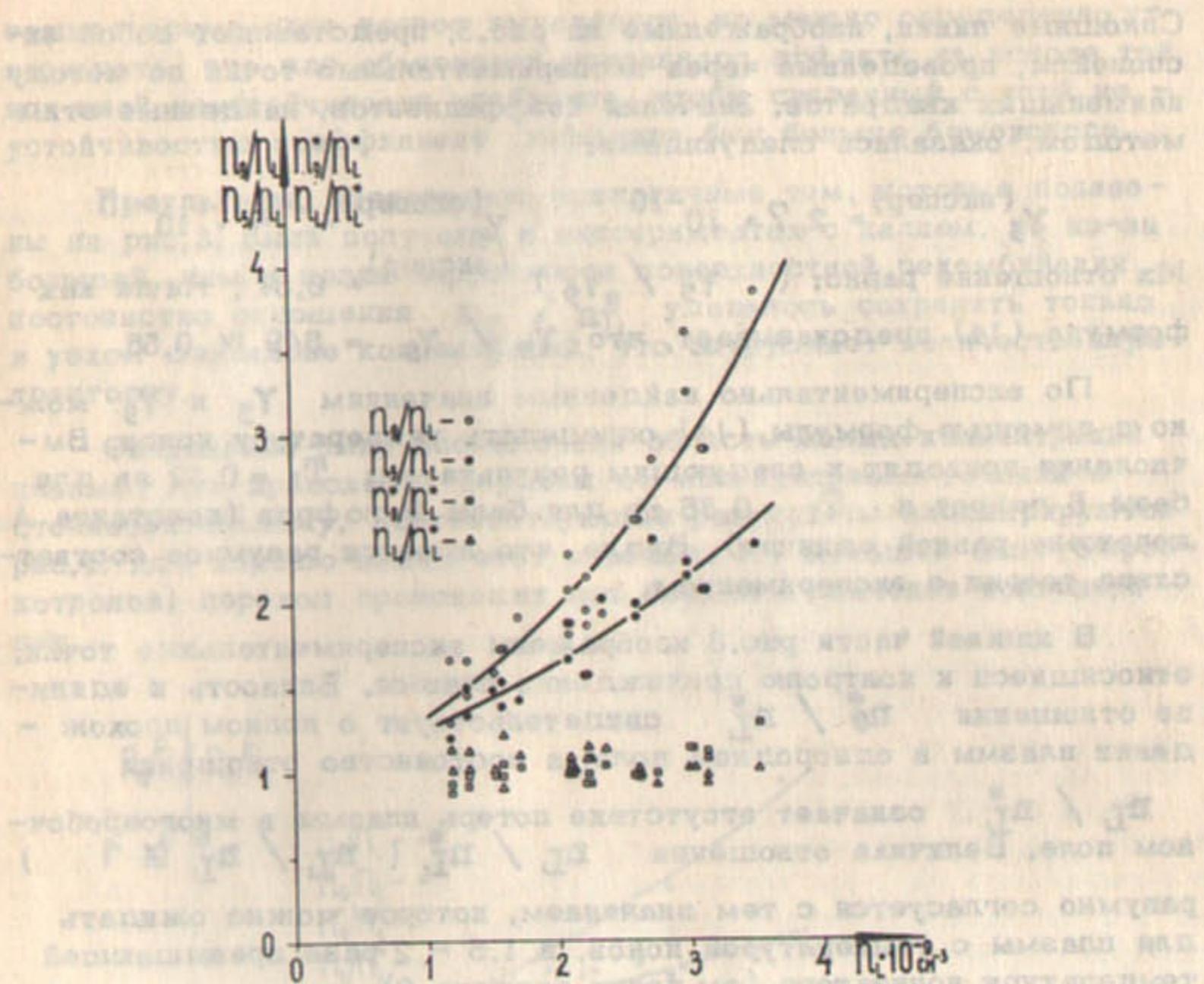


Рис.3. Влияние гофрировки магнитного поля на продольный переход плотности. n_L - концентрация плазмы на выходе из установки, n_5 - на расстоянии пяти и n_9 - на расстоянии девяти пробкотронов от конца системы. Звездочкой отмечены величины, соответствующие однородному магнитному полю.

Сплошные линии, изображенные на рис.3, представляют собой экспоненты, проведенные через экспериментальные точки по методу наименьших квадратов. Значения коэффициентов, найденные этим методом, оказались следующими:

$$Y_5^{(\text{экспер})} = 2,7 \cdot 10^{-10}, \quad Y_9^{(\text{экспер})} = 4 \cdot 10^{-10}.$$

Их отношение равно: $(Y_5 / Y_9)^{(\text{экспер})} = 0,67$, тогда как формула (14) предсказывает, что $Y_5 / Y_9 = 5/9 \approx 0,55$.

По экспериментально найденным значениям Y_5 и Y_9 можно с помощью формулы (14) определить температуру ионов. Вычисления приводят к следующим результатам: $T_1 = 0,32$ эв для базы 5 гофров и $T_1 = 0,35$ эв для базы 9 гофров (константа А положена равной единице). Видно, что имеется разумное соответствие теории с экспериментом.

В нижней части рис.3 изображены экспериментальные точки, относящиеся к контролю прохождения плазмы. Близость к единице отношения n_9^*/n_L^* свидетельствует о полном прохождении плазмы в однородном поле, а постоянство отношения

n_L/n_L^* означает отсутствие потерь плазмы в многопробочном поле. Величина отношения n_L/n_L^* ($n_L/n_L^* \approx 1$) разумно согласуется с тем значением, которое можно ожидать для плазмы с температурой ионов, в 1,5 - 2 раза превышающей температуру ионизатора (см. конец раздела 2).

Достигнутое в эксперименте значение n_9/n_L близко к предельно возможному для базы в 9 пробкотронов ($n_9/n_L \approx \approx 9/\sqrt{21n9} \approx 4,3$). Наблюдать в "чистых" условиях уменьшение величины n_9/n_L в области за максимумом (см. рис.1) нам не удалось: при $n_L \geq 3 + 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ прохождение плазмы в гофрированном поле резко ухудшилось, и отношение n_L/n_L^* падало, грубо говоря, как $1/n_L$, так что получить на выходе из установки концентрацию n_L , существенно превышающую $(3 \pm 5) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ в описываемых экспериментах оказалось невозможным. Это может быть связано как с переходом плазмы в неустойчивое состояние, так и с изменением характера процессов на ионизаторе при росте концентрации плазмы. В на-

стоящее время этот вопрос выясняется, но можно определено утверждать, что для объяснения указанного эффекта на основе той или иной неустойчивости требуется, чтобы связанный с этой неустойчивостью коэффициент диффузии был больше бомовского.

Результаты, качественно аналогичные тем, которые показаны на рис.3, были получены в экспериментах с калием, но из-за большей, чем у цезия вероятности поверхностной рекомбинации, постоянство отношения n_L/n_L^* удалось сохранить только в узком диапазоне концентраций, что затрудняет количественную трактовку.

Специально была исследована область малых концентраций плазмы, где происходит переход от молекулярного течения к столкновительному. Соответствующие результаты иллюстрируются рис.4, где хорошо виден этот переход. На меньшей базе (5 пробкотронов) переход происходит при большем значении концентрации.

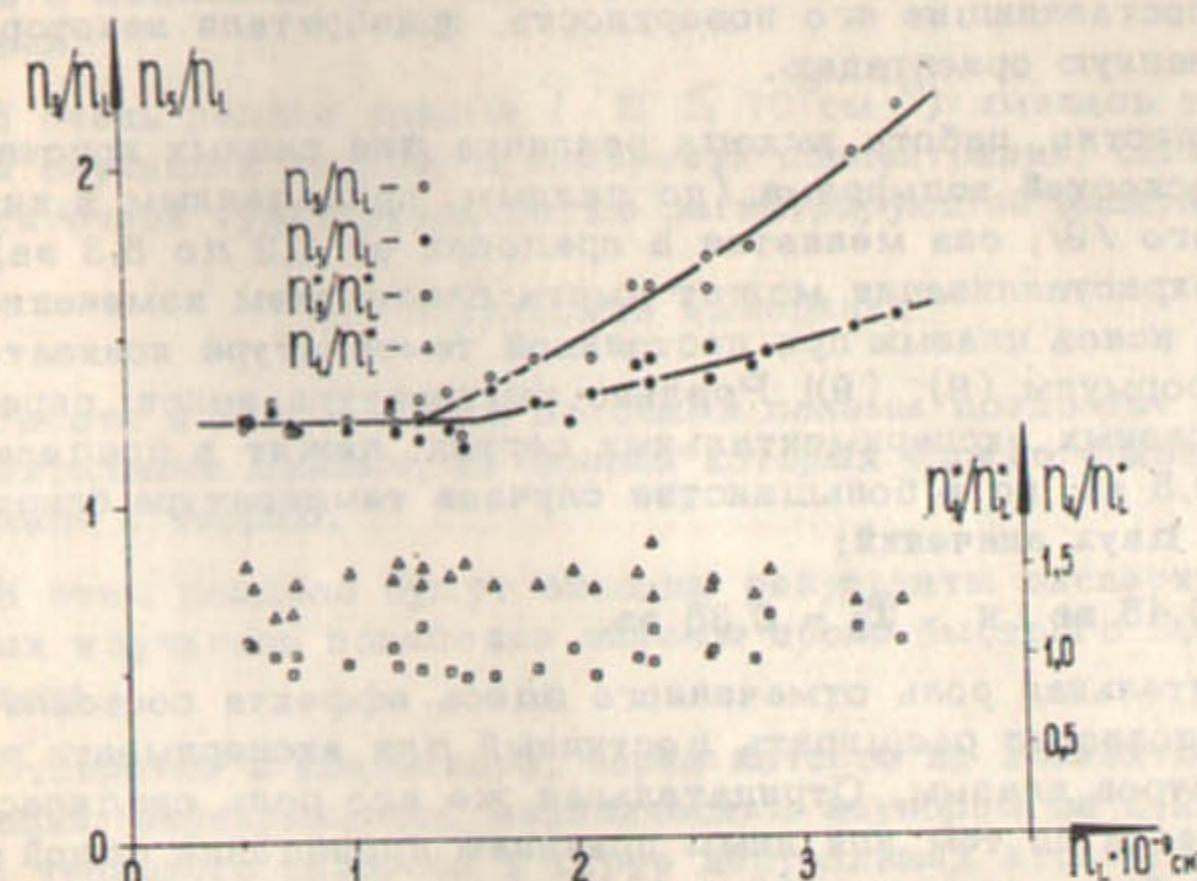


Рис.4. Переход от молекулярного течения к столкновительному. Обозначения те же, что и на рис.3.

Температура, определенная по экспоненциальным участкам кривых, составляет 0,45 эв для базы 9 пробкотронов и 0,48 эв для базы 5 пробкотронов. Совпадение этих величин, как и прежде, удовлетворительное.

Интересно отметить, что в этой серии экспериментов отношение $\frac{P_L}{P_{L'}}$ лежит выше, чем в предыдущем случае (на уровне 1,5), как это и должно быть при большем значении величины T_1/T_0 (см.раздел 2).

Внешние условия эксперимента (температура вольфрама, магнитное поле и т.д.) при получении последней серии были теми же, что и в случае, показанном на рис.3. Может возникнуть вопрос, почему определенная теперь температура ($T \cong 0,45$ эв) отличается от температуры, найденной по данным рис.3. Причина состоит, видимо, в следующем. В наших экспериментах в качестве ионизатора использовался диск из поликристаллического вольфрама. С течением времени под действием высокой температуры происходило изменение кристаллической структуры вольфрама, причем кристаллы, составлявшие его поверхность, приобретали некоторую преимущественную ориентацию.

Как известно, работа выхода различна для разных кристаллических плоскостей вольфрама (по данным, приведенным в книге Каминского /8/, она меняется в пределах от 4,2 до 5,3 эв), так что перекристаллизация может иметь следствием изменение температуры ионов плазмы при постоянной температуре ионизатора T_0 (см.формулы (8), (9)). Реально температура ионов, определенная в разных экспериментальных сериях, лежит в пределах от 0,25 до 0,5 эв, но в большинстве случаев температура близка к одному из двух значений:

$$T_1 = 0,45 \text{ эв} \quad \text{и} \quad T_1 = 0,35 \text{ эв}.$$

Положительная роль отмеченного здесь эффекта состояла в том, что он позволил расширить доступный для эксперимента диапазон параметров плазмы. Отрицательная же его роль сводилась к тому, что если по тем или иным причинам проведение одной серии занимало большое время (3 - 4 часа), то могло происходить заметное изменение температуры плазмы в ходе эксперимента, и интерпретация полученных результатов делалась затруднительной.

При измерениях, занимающих короткое время, основным ис-

точником ошибок служили колебания температуры ионизатора. Действительно, согласно формуле (8), энергия, набираемая ионами в дебаевском слое, очень чувствительна к температуре ионизатора: при изменении последней на величину δT_0 энергия E

меняется на $\delta E \sim 20 \cdot \delta T_0$. Это в свою очередь приводит к изменению температуры ионов в плазме на величину $\delta T_1 \cong 10 \delta T_0$ (см.(9)). Поскольку обычно $T_1 \cong (2 \div 3)T_0$, то

$$\frac{\delta T_1}{T_1} \cong (3 \div 5) \delta T_0 / T_0. \quad (15)$$

Система стабилизации нагрева вольфрама обеспечивала постоянно подводимой к нему мощности с точностью около 10%. Поскольку отвод тепла осуществлялся излучением (мощность потерь

$\sim T_0^4$), то относительные изменения температуры вольфрама были порядка 2%, т.е., согласно (15), разброс δT_1 должен был лежать в диапазоне 5 - 10%, что согласуется с результатами наблюдений.

В очень редкой плазме ($n \leq 10^{10} \text{ см}^{-3}$) имелась также заметная случайная ошибка в измерении концентрации, связанная с недостаточной чувствительностью регистрирующей аппаратуры.

5. Импульсные измерения

Работа с импульсными потоками плазмы позволяет получить дополнительные данные, на основе которых можно сравнивать эксперимент и теорию.

В этом разделе будут описаны результаты экспериментов, в которых изучалось поведение плазмы после быстрого выключения ее потока.

Отверстие в контейнере, через которое на ионизатор поступал цезий, перекрывалось механическим затвором за 0,25 мсек. Из-за теплового разброса в струе нейтральных атомов время прекращения потока плазмы непосредственно у ионизатора - примерно вдвое больше.

Процедура измерений состояла в следующем. В процессе плавного нагревания (охлаждения) контейнера с цезием периодически на несколько секунд включалось либо гофрированное, либо

однородное магнитное поле, и спустя 1–2 сек. после включения потока срабатывал затвор. Сигналы с двух зондов (один из которых контрольный), фотографировались с экрана двухлучевого осциллографа. После каждого кадра в гофрированном поле снимался кадр в однородном поле, что позволяло сравнивать характер процессов в этих двух случаях при близких значениях концентрации.

На рис.5 приведены осциллограммы, иллюстрирующие поведение плотности плазмы во времени после выключения потока плазмы в гофрированном (а) и однородном (б) магнитном поле (расстояние между зондами – 9 пробкотронов). Момент начала спада плотности плазмы у ионизатора указан стрелками. Вертикальные броски лучей на осциллограммах однородного режима соответствуют включению гофрированного поля до начала развертки (см.рис.5б). Таким образом, контроль прохождения плазмы можно было осуществлять по стандартной схеме, описанной в разделе 4, а все приводимые ниже зависимости строить в функции от n_L .

Удержание плазмы в многопробочной ловушке можно характеризовать "временем полураспада" $\tau^{(1/2)}$. Под $\tau^{(1/2)}$ здесь подразумевается время (отсчитывается от момента выключения потока у ионизатора), в течение которого концентрация плазмы спадает в два раза.

Времена полураспада плазмы, измеренные по осциллограммам зондовых токов, приведены на рис.6а в зависимости от соответствующих стационарных значений концентрации плазмы n_L . На этом же рисунке приведена зависимость времени полураспада плазмы $\tau_9^{*(1/2)}$ в однородном магнитном поле от n_L . Для случая плазмы в однородном магнитном поле $\tau_9^{*(1/2)} \approx 1.6$ мсек и не зависит от n_L . В гофрированном магнитном поле хорошо видно нарастание времени удержания плазмы с ростом n_L . В области малых концентраций ($n_L < 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$), где осуществляется молекулярное течение плазмы, времена полураспада в гофрированном и однородном полях одинаковы. Область молекулярного течения хорошо видна и на рис.6в, где приведены результаты обработки осциллограмм по стационарным значениям концентраций непосредственно перед выключением потока. Сплошная кривая на рис.6в, построенная для области $n_L > 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, – экспонента, которая, как и на предыдущих рисунках, проведена по ме-

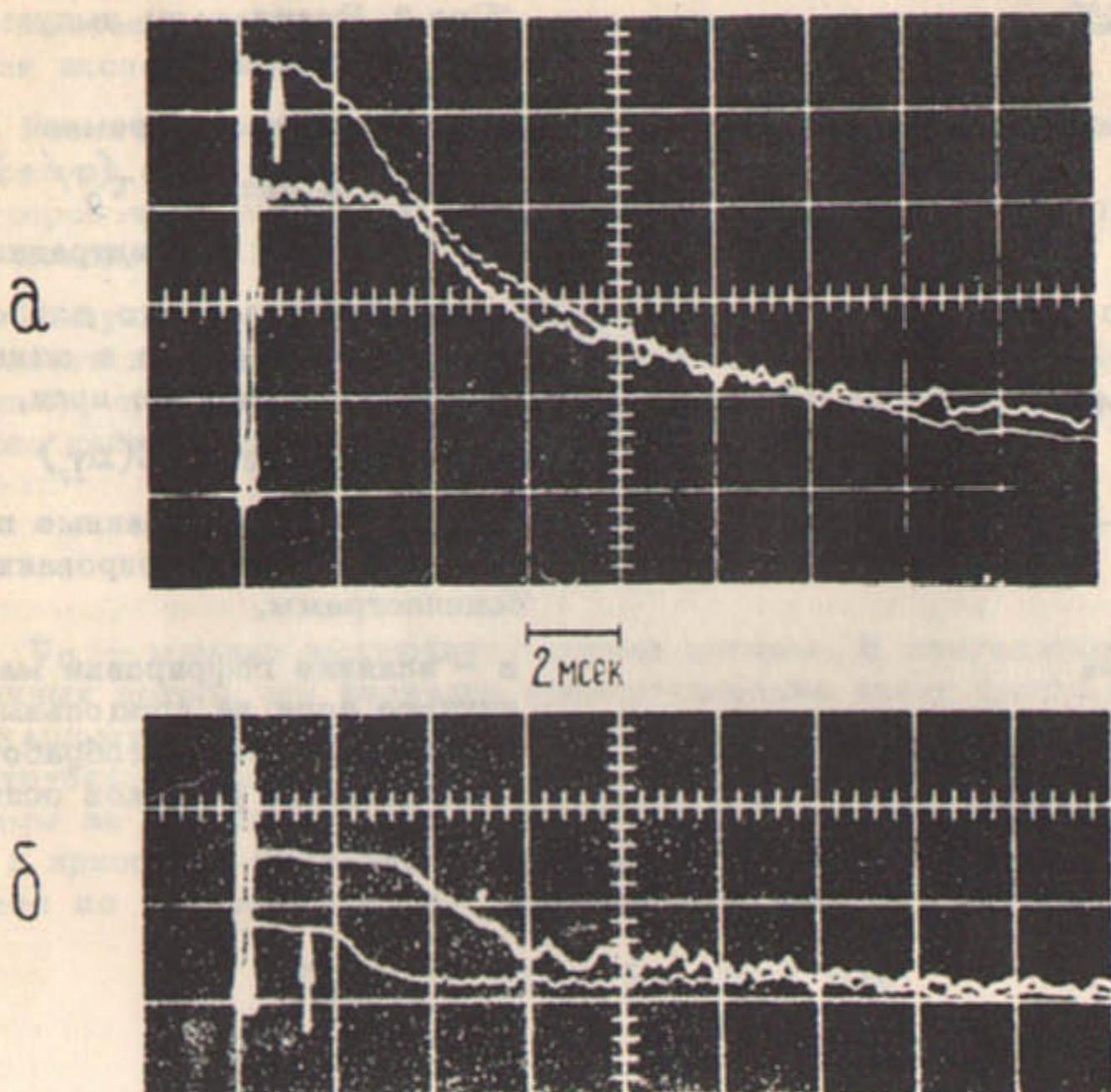


Рис.5. Осциллограммы зондовых токов при импульсном выключении потока плазмы.

а – гофрированное магнитное поле. Нижний луч (последний зонд) – приведенная чувствительность $S_L = 1.7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}/\text{деление}$, верхний луч (зонд на расстоянии 9 пробкотронов от конца системы) – $S_9 = 3.15 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}/\text{деление}$.

б – однородное магнитное поле; верхний луч (последний зонд) – $S_L = 1.7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}/\text{деление}$. Нижний луч – $S_9 = 3.15 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}/\text{деление}$.

Скорость развертки в обоих случаях 2 мсек/деление.

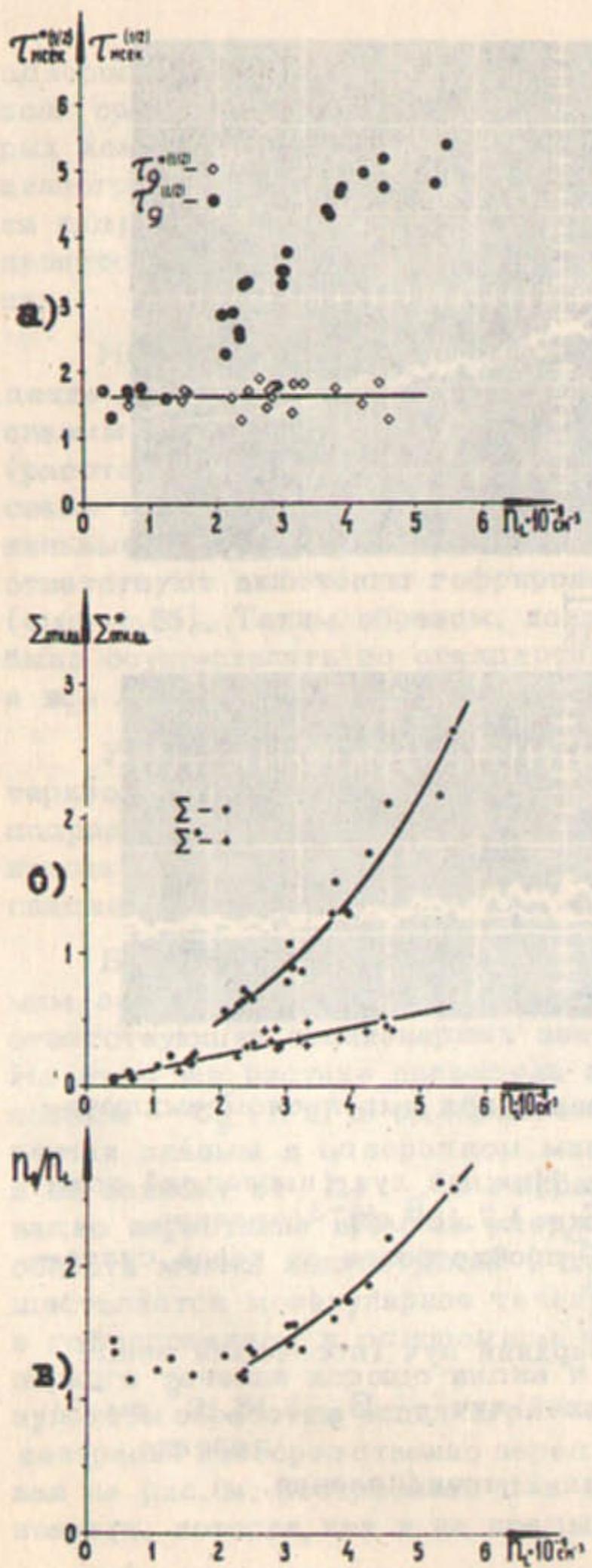


Рис.6. Результаты импульсных измерений.

а - зависимость времени полураспада плазмы $\tau_9^{(1/2)}$ и $\tau_9^{*(1/2)}$ от концентрации n_L на последнем зонде для случай гофрированного и однородного магнитного поля.

б - зависимости $\Sigma(n_L)$ и $\Sigma^*(n_L)$, полученные при графическом интегрировании осциллографм.

в - влияние гофрировки магнитного поля на продольный перепад плотности (обработка стационарных участков осциллографм).

тому наименьших квадратов. Температура, вычисленная из показателя экспоненты, $T_i = 0,46$ эв.

Увеличение времени полураспада с ростом плотности свидетельствует об улучшении эффективности удержания плазмы в многопробочкой ловушке с уменьшением длины свободного пробега ионов.

Импульсные измерения позволяют еще раз независимо со- поставить предсказания теории с данными эксперимента. Действительно, проведя графическое интегрирование осциллографм, можно найти величину:

$$\Sigma_{\text{эксп}} = \int_{t_0}^{\infty} n_L(t) dt, \quad (16)$$

где t_0 - момент выключения потока плазмы. В отсутствие поперечных потерь эта величина пропорциональна числу частиц, содержащемуся в момент выключения потока в приосевой магнитной трубке (поскольку величина n_L пропорциональна потоку плазмы на выходе из установки). С другой стороны число частиц в приосевой магнитной трубке можно вычислить интегрированием по Z формулы (4), что даёт следующий результат:

$$\Sigma_{\text{теор}} = C(\exp(Y_N \cdot n_L) - 1) \quad (17)$$

где множитель C при заданной магнитной конфигурации зависит только от температуры плазмы. Сплошная линия на рис.6б представляет собой зависимость вида (17), построенную по экспериментальным точкам по методу наименьших квадратов. Значение ионной температуры, вычисленное из показателя экспоненты ($T_i = 0,46$ эв), почти в точности соответствует температуре

$T_i = 0,46$ эв, полученной при обработке стационарных участков осциллографм (рис.6в), что свидетельствует о правильности формулы (4).

Для сравнения эффектов удержания плазмы в гофрированном и однородном полях на рис.6б приведены результаты обработки осциллографм для однородного поля. Как видно из рисунка, функция $\Sigma_{\text{эксп}}^*(n_L)$ с хорошей точностью является линейной.

6. Заключение

Экспериментально показано, что зависимость плотности плазмы от координаты (соотношение (4)) в области не слишком больших потоков хорошо описывается экспоненциальным законом, причем максимально наблюдавшийся продольный перепад концентрации близок к предсказываемому теорией $\sim N/\sqrt{2\ln N}$. Обнаружено существенное увеличение времени распада плазмы при переходе от однородного магнитного поля к гофрированному (в оптимальных условиях время возрастает примерно в 4 раза).

Полученные результаты согласуются с теорией удержания плазмы в многопробочной магнитной ловушке не только качественно, но и в значительной мере количественно, что позволяет с уверенностью применять эту теорию к широкому кругу задач, связанных с удержанием термоядерной плазмы в многопробочной ловушке.

Авторы приносят благодарность Н.С.Бучельниковой и В.В.Мирнову за полезные обсуждения, а М.В.Тауберу за помощь в создании экспериментальной установки.

Литература

- Г.И.Будкер, В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов. Письма ЖЭТФ, 14, 320, 1971.
- Г.И.Будкер, В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов. Труды Межд.конф.по теории плазмы, Киев, 1971.
- Г.И.Будкер, В.В.Данилов, Э.П.Кругляков, Д.Д.Рютов, Е.В.Шулько. Письма ЖЭТФ, 17, вып.2, 1973.
- В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов. Nucl. Fusion, 12, 627, 1972.
- В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов. Труды 5-й Европ.конф.по физике плазмы. Гренобль, 1972, стр.100.
- B.Grant Logan, I.G.Brown, M.A.Lieberman and A.J.Lichtenberg, Phys.Rev.Letters, 29, N 2, 1435, 1972.
- S.v.Goeler, Phys. Fluids, 7, N 3, 463, 1964.
- Н.С.Бучельникова, ТВТ 2, № 3, 309, 1964.