

604

27

9 июл 1969

69
7055

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

+

препринт 291

Н.И.Алиповский, А.Т.Алтынцев, Н.А.Кошилев

О МЕТОДЕ ПАССИВНОЙ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ДИАГНОСТИКИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

НОВОСИБИРСК

1969

20 927
22 АПР 1980
927

Г 69

7055

О МЕТОДЕ ПАССИВНОЙ КОРПУСКУЛЯРНОЙ
ДИАГНОСТИКИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Н.И.Алиновский, А.Т.Алтынцев, Н.А.Кошилев

А Н Н О Т А Ц И Я

Описаны диагностическая аппаратура, результаты калибровки обдирочной камеры на воздухе и водороде для атомов водорода в диапазоне энергий 0,3 - 5 кэВ и методика обработки экспериментальных данных с целью определения ионной температуры плазмы.

277-20
69

ЦЕНТР СО АН СССР
Гос. науч. научно-
техническая библиотека

Сверено

Одним из немногочисленных методов, дающих возможность получить информацию об ионной температуре плазмы, является метод пассивной корпускулярной диагностики по нейтралам переа - рядки /1-3/. Применяемая при этом аппаратура, в основном, состоит из устройства, частично преобразующего нейтральные частицы в заряженные, и дифференциального анализатора ионов по энергии с детектором.

В данной работе описана разработанная и применяемая в Институте ядерной физики СО АН СССР соответствующая диагностическая аппаратура, а также результаты ее калибровки и методика обработки экспериментальных данных.

Диагностическая аппаратура

Схема диагностической установки показана на рис. 1.

Для частичного преобразования нейтральных частиц в заряженные применяется газовая обдирочная камера, которая является наиболее простым и эффективным устройством подобного рода для нейтральных частиц с энергией большей 200-300 эв /1/.

Длина камеры - 25 см. На входе и выходе ее для создания перепада давления установлены трубки диаметром 6 мм и длиной 5 см. Конструктивно камера сделана из цельного куска железа Армко для защиты от действия на пучок заряженных частиц квазистационарного магнитного поля плазменных установок.

В качестве обдирочного газа используются воздух и водород. Применение воздуха удобно тем, что позволяет обойтись без какого-либо газового хозяйства (кроме игольчатого натекателя), а водорода - несмотря на некоторое снижение эффективности камеры, устраивает опасность искажения исследуемого процесса в результате натекания инородного газа в объем плазменной установки при недостаточной дифференциальной откачке. Обычное рабочее давление в обдирочной камере - $(4 \pm 7) \cdot 10^{-1}$ мм. рт.ст.

Перед входом в камеру установлен конденсатор, отсеивающий заряженные частицы, идущие вместе с нейтральными.

Дифференциальный электростатический анализатор ионов по энергии сделан на основе цилиндрического конденсатора с углом раствора $127^{\circ}57'$ и подобен описанному в работе /4/. Более под -

робно прибор описан в /5/.

Для регистрации ионов применяется открытый электронный умножитель (ЭУ) типа ВЭУ-ОТ-8М, имеющий обычно усиление порядка $10^5 - 10^6$. Наблюдаемое медленное понижение чувствительности ЭУ со временем практически не влияет на результаты относительных измерений, проводимых в течение короткого промежутка времени. Для проведения абсолютных измерений потока нейтральных частиц ведется предварительная калибровка ЭУ на ионном источнике.

Зависимость коэффициента усиления ЭУ от энергии ионов, как показали опыты, слабая, так как ионы всех энергий дополнительно получают энергию порядка 5 кэВ /6/. Так, коэффициент усиления $K(E)$ ЭУ для ионов с энергией 3 кэВ превышает не больше, чем на 25% $K(E)$ для ионов с энергией 0,5 кэВ.

Калибровка обдирочной камеры

Калибровка обдирочной камеры велась при помощи источника нейтральных частиц, подробно описанного в работе /7/, дающей возможность получать нейтральные пучки атомов водорода с плотностями эквивалентного тока порядка нескольких $\frac{\text{мкА}}{\text{см}^2}$.

Недостатком источника является то, что в его пучке кроме атомарного водорода присутствует молекулярный, а также имеющие меньшую энергию H_3^+ и H_2 , образовавшиеся в результате диссоциации частиц H_2^+ , H_3^+ и H_2 в перезарядной камере источника.

Однако, как показали специальные исследования, проведенные при помощи газовой обдирочной камеры и магнитного масс-анализатора, имеется режим работы источника (пониженное давление в разрядной колбе высокочастотного ионного источника и пониженный вклад высокочастотной мощности в разряд /7/), при котором суммарная доля примесей в пучке не превышает 30% в широком диапазоне изменения его энергии, что делает возникающую при калибровке величину ошибки вполне допустимой.

Измерение эквивалентного тока пучка нейтральных частиц, входящего в обдирочную камеру, производилось по вторичной электронной эмиссии с латунной мишени, устанавливаемой непосредственно перед входом в камеру. Мишень имела площадь, равную площади входного отверстия, и на нее подавался небольшой отри-

цательный потенциал (-50В). При помощи сильфонной передачи мишень могла перекрывать входное отверстие камеры без нарушения вакуума. Электронный ток с мишени измерялся при помощи усилителя постоянного тока У1-2. Зависимость коэффициента вторичной нейтрал-электронной эмиссии с латуни от энергии бомбардирующих атомов водорода была получена на специальной установке. Измерение ионного тока после обдирочной камеры производилось при помощи усилителя постоянного тока У1-2 с цилиндра Фарадея, имеющего сетку для записывания вторичных электронов и устанавливаемого после цилиндрического конденсатора, энергетическая ширина щелей которого была достаточной ($\pm 30\%$), чтобы пропустить весь пучок, имеющий энергетическое размытие ± 30 эВ (вычисленное по полувысоте). Применение цилиндрического конденсатора оказалось необходимым, чтобы отсеять отрицательные ионы и вторичные электроны, идущие из обдирочной камеры и сильно искажающие результат, особенно для малых энергий частиц пучка. На рис. 2 показана зависимость коэффициента обдирки α атомов водорода от их энергии при давлении обдирочного газа

$p = 4 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст. (здесь необходимо отметить, что соответствующая этому давлению плотность водорода приблизительно в 2,5 раза выше плотности воздуха /8,9/). Вид зависимости, в общем, такой же, что и в работе /10/; некоторое различие может быть связано с другой геометрией камеры.

На рис. 3 и 4 показана зависимость коэффициента обдирки атомов водорода разной энергии от давления обдирочного газа - воздуха и водорода, соответственно. Видно, что для наиболее стабильной работы камеры необходимо устанавливать давление в ней в диапазоне $(4 \div 7) \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст.

В заключение следует отметить, что все полученные абсолютные значения коэффициентов обдирки могут быть несколько заниженными из-за присутствия в первоначальном пучке частиц, в дальнейшем отсеиваемых цилиндрическим конденсатором.

Методика обработки экспериментальных данных

Для исследования импульсных плазменных процессов обычно получают серию осциллограмм, каждая из которой соответствует регистрации нейтральных частиц определенной энергии. При этом

временное соответствие особенностей на разных осциллограммах легко определяется из простых пролетных соотношений.

Выясним методику определения конной температуры плазмы из полученных экспериментальных данных.

Предположим, что в плазме имеется область, в которой происходит нагрев ионов. В реальных условиях она обычно окружена "шубой" из более холодной плазмы.

Из плазмы непрерывно эмитируется поток нейтральных частиц, величина и энергетический спектр которого определяется как параметрами плазмы, так и сечениями конкурирующих процессов, ведущих к преобразованию ионов в нейтралы и обратно.

При исследовании быстрых процессов в плазме [3] можно (по крайней мере, для их начальной стадии) пренебречь приходом в плазму нейтрального газа, десорбированного со стенок и являющегося в случае медленных процессов [1] наиболее вероятной перезарядной мишенью для ионов. В случае быстрых процессов перезарядка должна идти, в основном, на нейтралах плазмы.

Ток J на выходе ЭУ, пропорциональный амплитуде сигнала на осциллограммах, связан с входным током J_1 соотношением:

$$J = K(E) J_1$$

где $K(E)$ - коэффициент усиления ЭУ, который, как уже отмечалось, слабо зависит от энергии ионов.

Для входного тока в ЭУ J_1 можем записать

$$J_1(E^*) = \int_{E^* - \frac{\Delta E}{2}}^{E^* + \frac{\Delta E}{2}} \frac{dJ}{dE} dE \approx \left\langle \frac{dJ}{dE} \right\rangle \Delta E \approx \frac{dJ}{dE}(E^*) \Delta E \quad (1)$$

где E^* - энергия, на которую настроен анализатор,

ΔE - диапазон энергий, вырезаемый анализатором.

Причем: $\frac{\Delta E}{E^*} = \pm \frac{S}{r_0} = \alpha \ll 1$

где S - средняя ширина щелей,

r_0 - радиус средней траектории ионов в анализаторе.

В дальнейшем, учитывая малость $\alpha = \frac{\Delta E}{E^*}$, будем опускать знак усреднения в (1), упрощая запись.

Таким образом, получаем

$$J_1(E^*) = \frac{dJ}{dE}(E^*) \frac{S}{r_0} E^* = \alpha E^* \frac{dJ}{dE}(E^*)$$

С другой стороны:

$$J_1(E^*) = \mathcal{L}(E^*) \cdot J_n(E^*) = \mathcal{L}(E^*) \int_{E^* - \frac{\Delta E}{2}}^{E^* + \frac{\Delta E}{2}} \frac{dJ_n}{dE} dE \approx \mathcal{L}(E^*) \alpha E^* \frac{dJ_n}{dE}(E^*)$$

где $\mathcal{L}(E)$ - эффективность преобразования потока нейтральных частиц в заряженный в обдирочной камере (коэффициент обдирки), $J_n(E)$ - эквивалентный ток нейтральных частиц.

Далее рассмотрим ослабление пучка нейтральных частиц на холодной плазме. Начало координат возьмем на границе горячей и холодной плазмы. В случае достаточно сильного поперечного магнитного поля, способного увести с прямолинейной траектории ион, образовавшийся в результате перезарядки быстрого нейтрала на ионе или при ионизации, можем записать:

$$\begin{cases} dJ_n = -J_n n_0 \sigma_2^n dx - J_n n_i (\sigma_1 + \frac{\langle \sigma v_e \rangle}{v_0} + \sigma_2^i) dx, \\ J_n(0) = J_n^0 \end{cases} \quad (2)$$

где σ_2^n , σ_2^i - сечения обдирки на нейтралах и ионах, $\frac{\langle \sigma v_e \rangle}{v_0}$ - эффективное сечение ионизации электронами (v_0 - скорость пучка), σ_1 - сечение перезарядки на ионе.

Здесь мы пренебрегаем ослаблением пучка нейтральных частиц в результате рассеяния и образования отрицательных ионов.

Решая (2), получаем:

$$J_n(x) = J_n^0 e^{-[n_0 \sigma_2^n + n_i (\sigma_1 + \frac{\langle \sigma v_e \rangle}{v_0} + \sigma_2^i)] x}$$

Учитывая (1), можем записать:

$$\frac{dY_n}{dE} = \frac{dY_n^0}{dE} e^{-[n_0 \sigma_2^n + n_i (\sigma_1 + \frac{\langle \sigma v_2 \rangle}{v_0} + \sigma_2^i)] x} = \frac{dY_n}{dE} e^{-\alpha_2 x}$$

В случае продольного магнитного поля или его отсутствия имеем:

$$\begin{cases} dY_n = Y_i n_0 \sigma_1 dx - Y_n [n_i (\sigma_1 + \frac{\langle \sigma v_2 \rangle}{v_0} + \sigma_2^i) + n_0 \sigma_2^n] dx \\ Y_n(0) = Y_n^0, \quad Y_i(0) = 0 \\ Y_i + Y_n = Y_n^0 \end{cases} \quad (3)$$

Решая (3), получаем

$$Y_n(x) = Y_n^0 \left[\frac{\alpha_1}{\alpha_2} + e^{-\alpha_2 x} \left(1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right) \right]$$

где

$$\alpha_1 = n_0 \sigma_1$$

$$\alpha_2 = n_i (\sigma_1 + \frac{\langle \sigma v_2 \rangle}{v_0} + \sigma_2^i) + n_0 \sigma_2^n + n_0 \sigma_1$$

Учитывая (1), можем записать

$$\frac{dY_n}{dE} = \frac{dY_n^0}{dE} \left[\frac{\alpha_1}{\alpha_2} + e^{-\alpha_2 x} \left(1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right) \right]$$

Теперь найдем выражение, связывающее энергетический спектр ионов $\frac{dn_i}{dE}$ в плазме с энергетическим спектром потока нейтралов $\frac{dY_n}{dE}$, вылетающего из области эмиссии. Для этого можно воспользоваться результатами рассмотрения этой задачи на основе кинетического уравнения, сделанного в работе /11/. Однако, как показал расчет, они приводят практически к тому же выражению, что и получаемое при более грубом рассмотрении задачи.

Предположим, что все ионы с током J_i^0 , удовлетворяющим выражению (1), начинают свой старт в начале координат, выбранном на границе области эмиссии. Тогда для образования нейтрального пучка можем записать уравнение (3) со следующими начальными условиями:

$$Y_i(0) = J_i^0; \quad Y_n(0) = 0$$

и условием постоянства потока частиц:

$$Y_i + Y_n = J_i^0$$

Решая (3) с учетом этих условий, получим

$$Y_n(x) = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} J_i^0 \left(1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right)$$

(Параметры плазмы, α , соответственно, и коэффициенты α_1, α_2 при этом относятся к области эмиссии).

Для наиболее интересного для нас случая бесстолкновительной плазмы ($n_i \ll 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $x \approx 10 \text{ см}$), когда $\alpha_2 x \ll 1$, получаем:

$$Y_n(x) \approx \sigma_1 n_0 x J_i^0$$

Учитывая $J_i = q n_i v S$ и (1), можем записать

$$\frac{dY_n}{dE} = q S n_0 \sqrt{\frac{2}{m}} x \sigma_1 \sqrt{E} \frac{dn_i}{dE} = B \sigma_1 \sqrt{E} \frac{dn_i}{dE}$$

где q и m - заряд и масса протона,

B - коэффициент, не зависящий от энергии.

И окончательно, например, для случая (2)

$$\frac{dn_i}{dE} = \frac{Y(E) e^{\gamma(E)}}{B K(E) L(E) E^{3/2} \sigma_1(E)} \quad (4)$$

Это выражение практически совпадает с аналогичным, полученным в /10/ на основе работы /11/.

Определим температуру ионов T_i , предположив, что в плазме имеется изотропное максвелловское распределение ионов по скоростям.

Функция Максвелла по компонентам скоростей имеет следующий вид:

$$dn_{u_x, u_y, u_z} = \frac{n}{\pi^{3/2} U_H^3} e^{-\frac{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}{U_H^2}} du_x du_y du_z$$

где $U_H = \sqrt{\frac{2kT_i}{m}}$

Направим ось X вдоль оси системы, а Y и Z - перпендикулярно и параллельно образующей цилиндрического конденсатора в энергетическом анализаторе.

В этом случае максимальные величины скоростей вдоль осей Y и Z , имея которые частица может войти в конденсатор, будут связаны со скоростью вдоль оси X следующими геометрическими соотношениями:

$$\left| \frac{u_y}{u_x} \right| \ll \frac{b}{2L} = \rho_1 \ll 1, \quad (5)$$

$$\left| \frac{u_z}{u_x} \right| \ll \frac{S}{2L} = \rho_2 \ll 1,$$

где b - высота входной щели анализатора,
 L - расстояние от области эмиссии до анализатора. (В нашем случае $\rho_1 \approx \rho_2 \approx 10^{-2}$).

Используя эти условия, находим функцию распределения ионов, вошедших в цилиндрический конденсатор, по X -ой компоненте скорости:

$$dn_{u_x} = \frac{n}{\pi^{3/2} U_H^3} \int_{-u_x \rho_1}^{u_x \rho_1} e^{-\frac{u_y^2}{U_H^2}} du_y \int_{-u_x \rho_2}^{u_x \rho_2} e^{-\frac{u_z^2}{U_H^2}} du_z e^{-\frac{u_x^2}{U_H^2}} du_x \quad (6)$$

Для нахождения интегралов в (6) можно воспользоваться разложением в ряд интеграла вероятности [12]:

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\varphi e^{-t^2} dt = \frac{2\varphi}{\sqrt{\pi}} \left(1 - \frac{\varphi^2}{1!3} + \frac{\varphi^4}{2!5} - \frac{\varphi^6}{3!7} + \dots \right) \quad (7)$$

из которого видно, что при $\varphi \ll 1$ достаточно воспользоваться лишь первыми членами.

Предположим, что в нашем случае

$$\varphi = \frac{u_x}{U_H} \rho = \frac{1}{2}$$

При $\rho \approx 10^{-2}$ это будет соответствовать отношению скоростей $\frac{u_x}{U_H} \approx 10^2$ и, соответственно, отношению энергий $\frac{E}{kT_i} \approx 10^4$, которое означает, что этим приближением можно пользоваться для регистрируемых частиц с энергией порядка $10^4 kT_i$. Так как таких частиц в случае максвелловского распределения относительно мало, то наше приближение можно считать достаточно обоснованным и воспользоваться лишь первым членом разложения (7).

Из (6) получаем:

$$dn_{u_x} = \frac{4n}{\pi^{3/2} U_H^3} \rho_1 \rho_2 \left(\frac{u_x}{U_H} \right)^2 e^{-\frac{u_x^2}{U_H^2}} du_x$$

- по виду это распределение аналогично распределению ионов по абсолютным значениям скоростей.

Перейдем к переменным по энергии:

$$\frac{dn}{dE} = \frac{2n\rho_1\rho_2}{\pi^{3/2}} \left(\frac{1}{kT_i} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT_i}} \sqrt{E} \quad (8)$$

Сравнивая (4) и (8), можем записать:

$$\frac{dn}{dE} = \frac{2n\rho_1\rho_2}{\pi^{3/2}} \left(\frac{1}{kT_i} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT_i}} \sqrt{E} = \frac{\gamma e^\delta}{BK \Delta E^{3/2} \sigma_1} \quad (9)$$

Температуру ионов легко найти по котангенсу наклона прямой:

$$\ln \frac{\gamma(E) e^{\delta(E)}}{K(E) \Delta(E) E^2 \sigma_1(E)} = -\frac{E}{kT_i} + \ln C_1 \quad (10)$$

где C_1 - произвольная постоянная.

Для максвелловской функции, изотропной в 2-х направлениях (например, в φ -ой плоскости в случае цилиндрической геометрии), справедливо следующее выражение:

$$\ln \frac{\gamma e^\delta}{K \Delta \sigma_1 E^{3/2}} = -\frac{E}{kT_i} + \ln C_2 \quad (11)$$

а для анизотропной максвелловской функции:

$$\ln \frac{\gamma e^\delta}{K \Delta \sigma_1 E} = -\frac{E}{kT_i} + \ln C_3 \quad (12)$$

где C_2 и C_3 - произвольные постоянные.

Выражения (11) и (12) легко получаются, если в (6) учесть, что для первого случая - одно из условий (5), а для второго - оба выполняются для всего диапазона скоростей вдоль оси X . Например, для второго случая это будет означать, что поперечная ионная температура (вдоль осей Y и Z) пренебрежимо мала по сравнению с продольной (вдоль оси X).

Недостаток статистики, как правило, не дает возможности по отклонению от прямолинейности кривых (10), (11) и (12) определить, какая из трех максвелловских функций имеет место в данном случае для ионов в плазме. Поэтому обычно ведется расчет для всех предполагаемых трех случаев и определяется нижний и верхний предел температуры ионов.

Верхний предел температуры дает случай анизотропной функции распределения, нижний (как показывает опыт расчета по этой методике [3], он приблизительно в 1,5 - 2 раза меньше) - изотропная функция. (Остается надеяться, что возможная систематическая ошибка не выносит истинное значение температуры за эти пределы).

При отсутствии максвелловского распределения экспериментальные точки ни в одном из предполагаемых случаев изотропизации не должны ложиться на прямую.

В качестве примера на рис. 5 показаны зависимости (10), (11) и (12), полученные при исследовании плазмы на установке УН-6 [13] и соответствующие моменту кумуляции поперечной ударной волны в плазме на оси системы.

Наблюдаемый излом прямых может свидетельствовать как о наличии в плазме двух областей с различными ионными температурами, так и об искажении максвелловской функции распределения направленным движением ионов в волне, наиболее заметном для малых энергий ионов.

Из рис. 5 можно сделать вывод, что в исследуемой плазме энергетический спектр ионов приближается к максвелловскому с температурой 1,3 - 1,8 кэВ.

В заключение авторы выражают благодарность Р.З.Сагдееву и Р.Х.Куртмуллаеву за поддержку в работе.

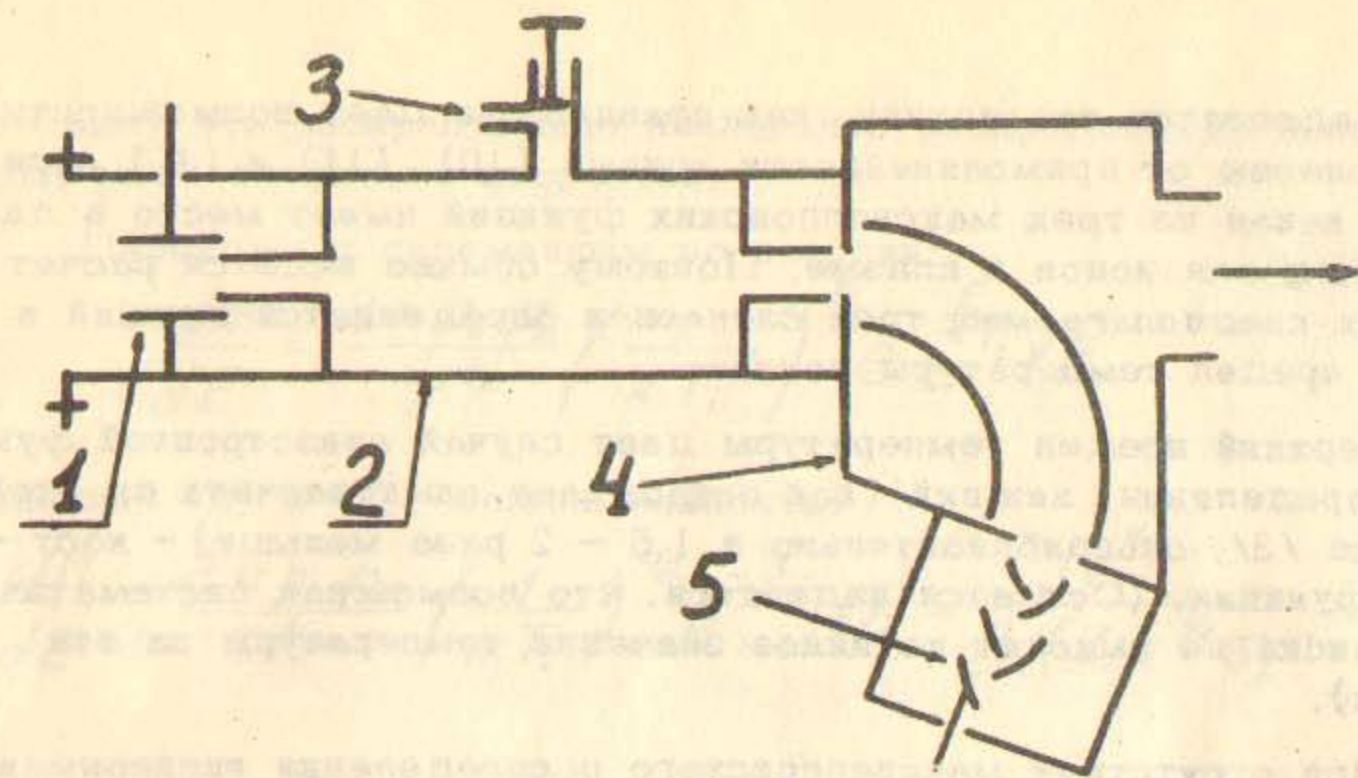


Рис.1. Схема диагностической установки.

- 1 - отклоняющий конденсатор,
- 2 - обдирочная камера,
- 3 - игольчатый нагреватель,
- 4 - анализатор ионов по энергии,
- 5 - электронный умножитель.

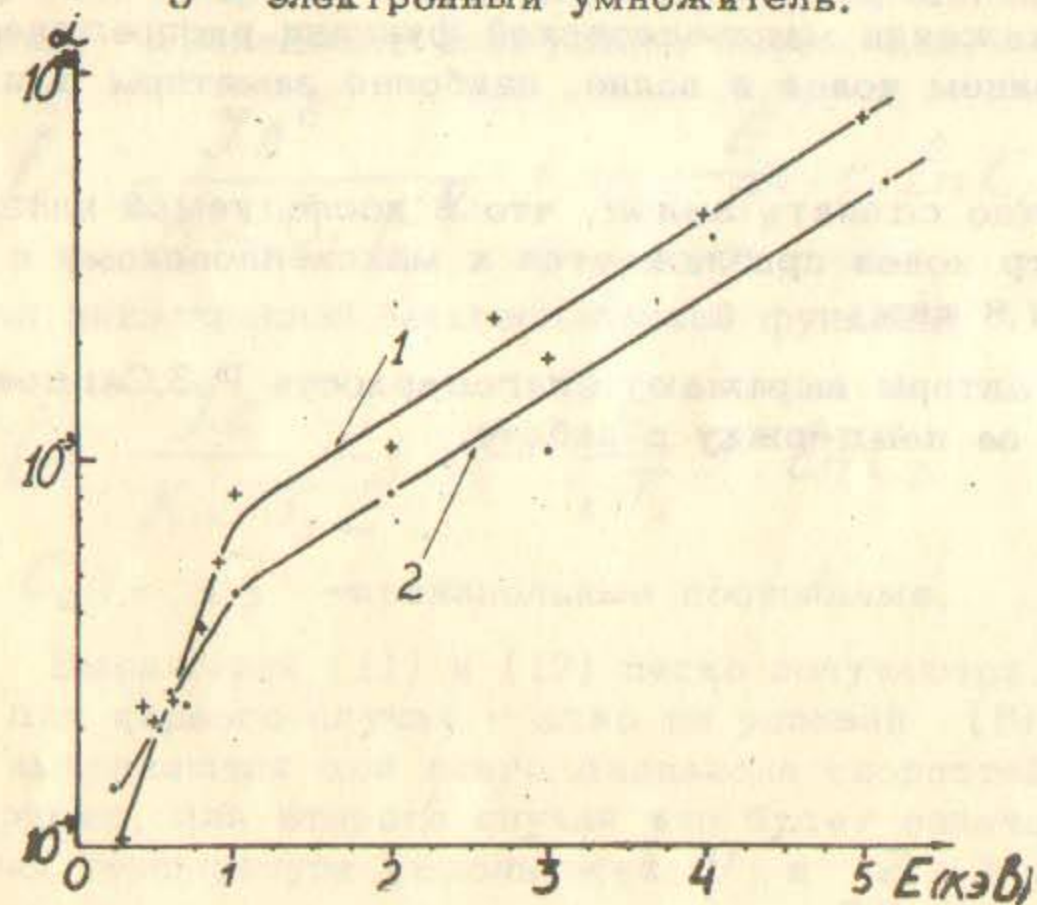


Рис.2. Зависимость коэффициента обдирки α атомов водорода от их энергии при давлении в обдирочной камере $P = 4 \cdot 10^{-4}$ мм.рт.ст. (1 - воздух, 2 - водород).

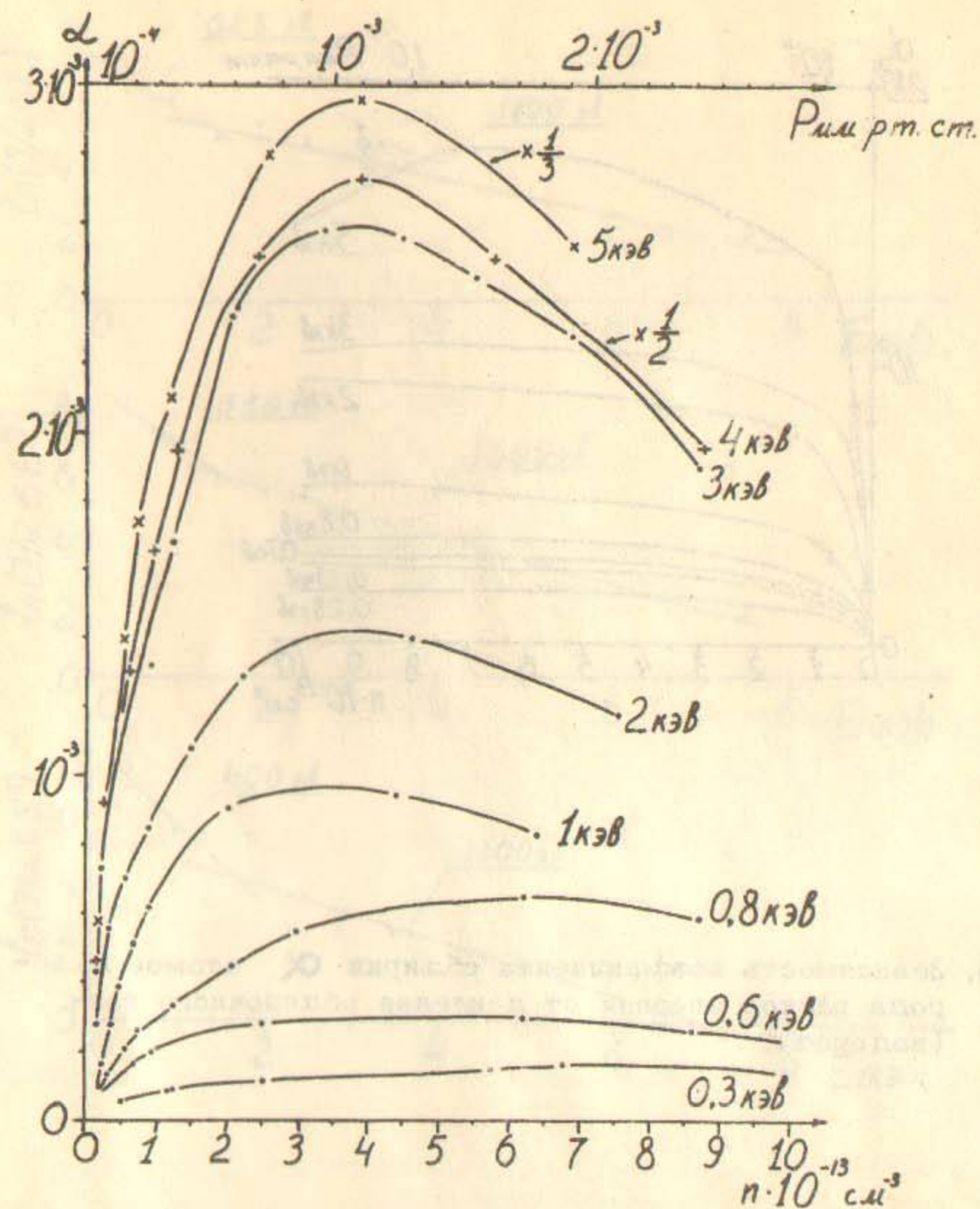


Рис.3. Зависимость коэффициента обдирки α атомов водорода разной энергии от давления обдирочного газа (воздух).

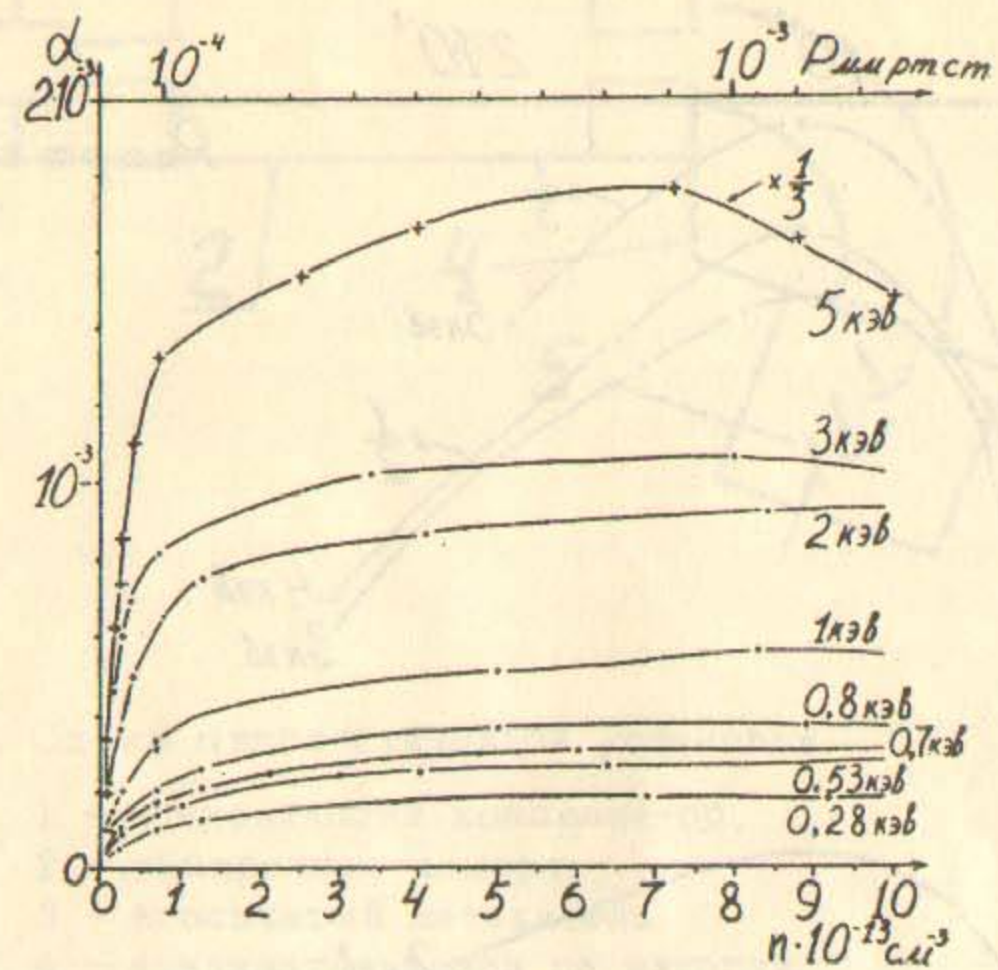


Рис.4. Зависимость коэффициента обдирки α атомов водорода разной энергии от давления обдирочного газа (водород).

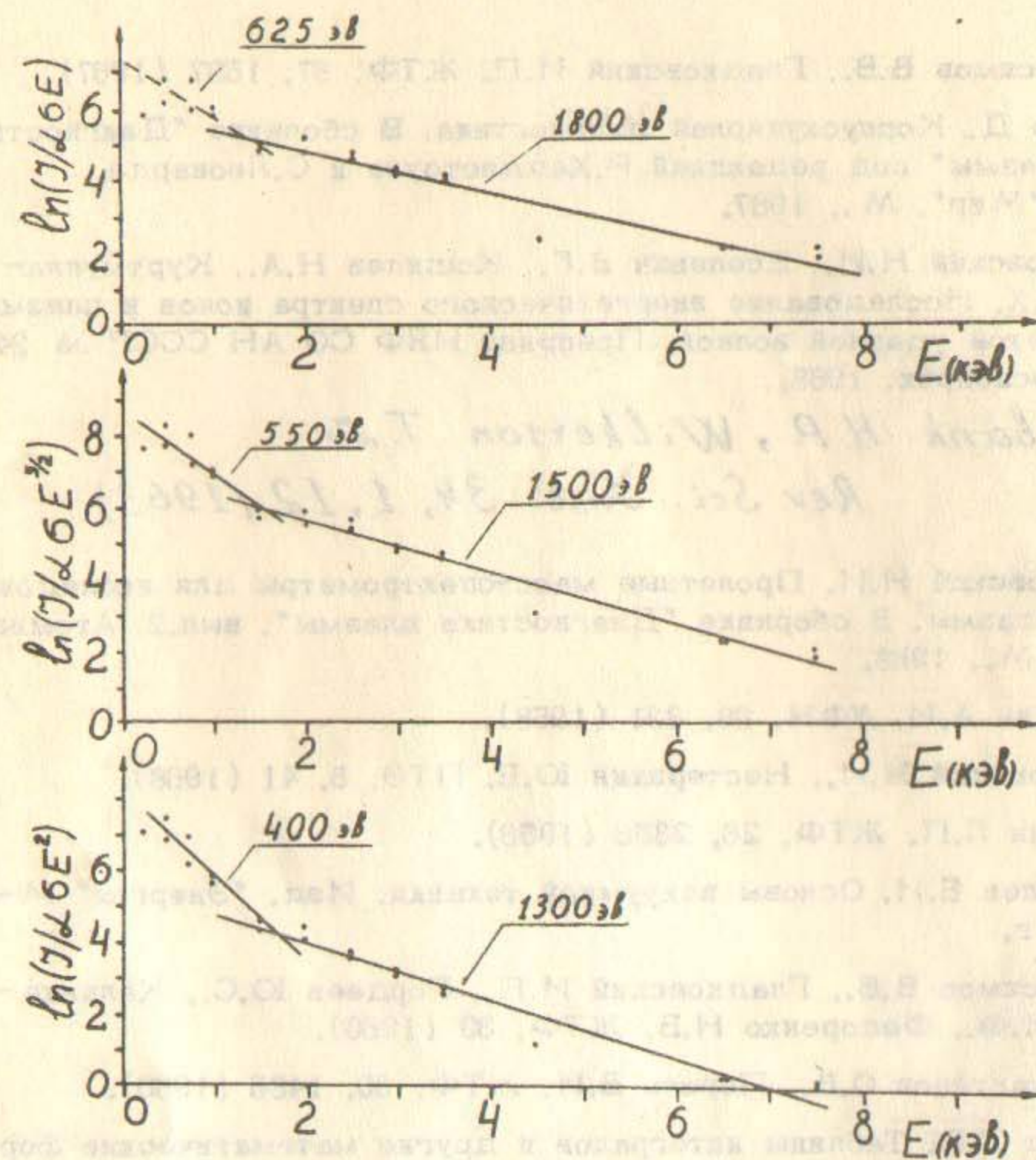


Рис.5. Определение ионной температуры плазмы (кривая для предполагаемого случая 1 - изотропной максвелловской функции, 2 - изотропной в 2-х направлениях 3 - анизотропной функции).

ИЗДАТЕЛЬСТВО АН СССР
 Тираж 1000 экз.
 Москва, 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. Афросимов В.В., Гладковский И.П. ЖТФ, 37, 1557 (1967).
2. Ошер Д. Корпускулярная диагностика. В сборнике "Диагностика плазмы" под редакцией Р.Халлстоуна и С.Леонарда. Изд. "Мир", М., 1967.
3. Алиновский Н.И., Еселевич В.Г., Кошилев Н.А., Куртмуллаев Р.Х. Исследование энергетического спектра ионов в плазме, нагретой ударной волной. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 246, Новосибирск, 1968.
4. *Eubank H.P., Wilkerson T.D.*
Rev. Sci. Instr. 34, 1, 12 (1963)
5. Алиновский Н.И. Пролетные масс-спектрометры для исследования плазмы. В сборнике "Диагностика плазмы", вып.2, Атомиздат, М., 1968.
6. Акишин А.И. УФН, 66, 331 (1958).
7. Алиновский Н.И., Нестерихин Ю.Е. ПТЭ, 5, 41 (1968).
8. Хавкин Л.П. ЖТФ, 26, 2356 (1956).
9. Королев Б.И. Основы вакуумной техники. Изд. "Энергия" М-Л., 1964 г.
10. Афросимов В.В., Гладковский И.П., Гордеев Ю.С., Калинин И.Ф., Федоренко Н.В. ЖТФ, 30 (1960).
11. Константинов О.В., Перель В.И. ЖТФ, 30, 1485 (1960).
12. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. Изд. "Наука", М., 1964.
13. Куртмуллаев Р.Х., Лукьянов В.Н., Сагдеев Р.З., Щеглов М.А. Установка УН-6 для исследования продольных ударных волн. В сборнике "Исследования в области физики плазмы и управляемых термоядерных реакций". Препринт ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1968.