



Ж. 12
1989

31

24.04.89

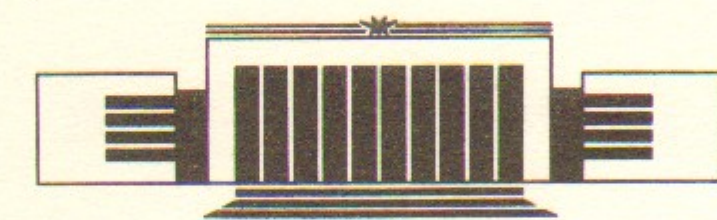
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев

**РАССЕЯНИЕ ПУЧКА БЫСТРЫХ АТОМОВ
НА ЗОНДИРУЮЩЕМ ИОННОМ ПУЧКЕ
КАК МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ**

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
Инд. № 2715

ПРЕПРИНТ 88-148



НОВОСИБИРСК

Рассеяние пучка быстрых атомов
на зондирующем ионном пучке
как метод измерения потенциала
высокотемпературной плазмы

А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В работе проведен анализ возможности измерения распределения потенциала высокотемпературной плазмы методом рассеяния быстрых атомов на зондирующем ионном пучке. Предложенная методика основывается на определении энергии ионного пучка, зависящей от потенциала плазмы, из энергетического спектра рассеянных атомов. Применение данной методики позволяет исключить ряд принципиальных трудностей, характерных для измерения потенциала плазмы методом зондирования пучками тяжелых ионов.

Plasma Space Potential Measurements
through the Fast Atoms Scattering
by the Ion Beam Probe

A.A. Kabantsev and S.Yu. Taskaev

Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk 90, USSR

ABSTRACT

New scheme of the plasma space potential measurements is presented. This scheme bases on analysis of the energy spectrum of the elastically scattered neutrals by the probing ion beam. Calculations show that the intensity of the scattered neutrals can be such as for the Rutherford-scattering diagnostic to ion temperature measurements.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

ВВЕДЕНИЕ

Проблема корректных локальных измерений электрических полей и распределения потенциала высокотемпературной плазмы, когда становятся неприменимыми традиционные зондовые методики, остается актуальной до настоящего времени. В спектре разнообразных предлагавшихся и применявшихся в последние годы для этих целей методик [1—24] наиболее устоявшейся при определении поперечного распределения потенциала плазмы выглядит на данный момент методика зондирования плазмы пучком тяжелых ионов [10—24]. Тем не менее, использование и этой методики в крупных плазменных установках сопряжено с рядом принципиальных трудностей. Во-первых, это необходимость знания точной картины распределения квазистационарного магнитного поля для расчета траекторий первичных и вторичных зондирующих частиц. Во-вторых, это отсутствие возможности испытаний, настройки и калибровки диагностического комплекса в целом вне рабочего цикла установки (т. е. без плазмы и без магнитного поля). К сказанному выше можно добавить также жесткие требования на стабильность энергии ионов в зондирующем пучке для достижения необходимой точности измерений.

Авторами данной работы была предпринята попытка разработать методику измерений распределения потенциала высокотемпературной плазмы, свободную от вышеперечисленных трудностей.

СХЕМА ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА

Методика измерения ионной температуры плазмы по рассеянию быстрых атомов, предложенная в [25], нашла в последнее время эффективное применение на ряде плазменных установок [26—30]. В работе [30] авторы измеряли при помощи этой методики также и коллективную скорость движения ионов плазменной струи. Наши предложения по методике измерения распределения потенциала плазмы основываются на дальнейшем развитии этих работ.

Схема предлагаемого нами диагностического комплекса отличается фактически только наличием дополнительного ионного пучка 2 (рис. 1), пересекающего по нормали атомарный пучок 1.

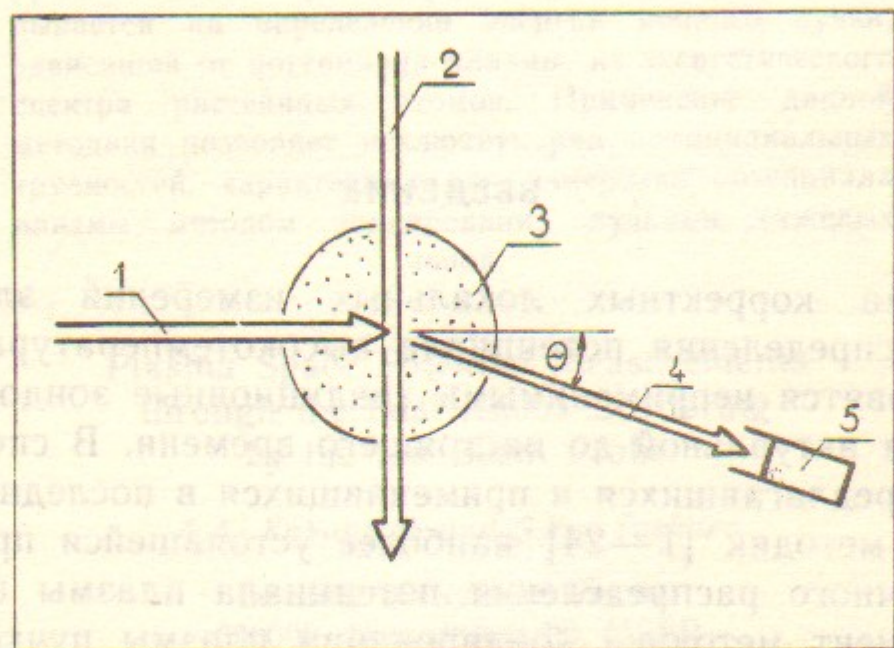


Рис. 1. Схема диагностического комплекса:

1 — рассеиваемый атомарный пучок; 2 — зондирующий ионный пучок; 3 — плазма; 4 — рассеявшиеся быстрые атомы; 5 — система регистрации.

Однако анализируется теперь энергетический спектр атомов, упруго рассеянных на угол $\theta \ll 1$ в результате однократных столкновений не с ионами плазмы, а с ионами зондирующего пучка. Результатом анализа является определение энергии E_2^* ионов зондирующего пучка, связанной с потенциалом плазмы ϕ в точке рассеяния соотношением: $E_2^* = E_2 - \phi$, где E_2 — начальная энергия ионов зондирующего пучка.

Энергия E_1 рассеянных на угол θ быстрых атомов моноэнергетического пучка связана с параметрами ионного пучка следующим соотношением, получаемым при рассмотрении кинетики парного

столкновения рассеиваемой частицы с частицей — мишенью:

$$E_1 = E_0(1 + \gamma)^{-1} \left\{ \gamma \cos \theta + \sqrt{\gamma E_2^*/E_0} \sin \theta + \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \theta + \gamma(E_2^*/E_0) \sin^2 \theta + \gamma \sqrt{\gamma E_2^*/E_0} \sin 2\theta} \right\}.$$

Здесь E_0 — энергия атомов пучка 1 до рассеяния, $\gamma = m_1/m_2$, m_1 — масса атома, m_2 — масса иона. Это выражение при небольших углах рассеяния, когда $\sin^2 \theta \ll 1$, $\gamma \sin \theta \ll 1$ и $\frac{E_2^*}{E_0} \gamma \sin \theta \ll 1$, имеет более простой вид:

$$E_1 \approx E_0(1 - \gamma \theta^2) + 2\theta \sqrt{\gamma E_2^* E_0}.$$

Полагая теперь $\phi/E_2 \ll 1$, получаем выражение для потенциала плазмы в явном виде:

$$E_1 \approx E_0(1 - \gamma \theta^2) + 2\theta \sqrt{\gamma E_2 E_0} - \phi \theta \sqrt{\gamma E_0/E_2} \quad (1)$$

или

$$\phi \approx \frac{E_0(1 - \gamma \theta^2) + 2\theta \sqrt{\gamma E_2 E_0} - E_1}{\theta \sqrt{\gamma E_0/E_2}}.$$

Процедура извлечения потенциала ϕ из получаемых в эксперименте энергетических спектров рассеянных атомов может быть различной в зависимости от конкретной ситуации. В частности, для больших величин ϕ и при достаточной моноэнергетичности используемых пучков удобно в зондирующем ионном пучке иметь заметную долю нейтрального компонента. Тогда сдвиг по энергии между спектром атомов, рассеянных на ионах пучка, и спектром атомов, рассеянных на нейтралах, прямо дает значение величины $\phi \theta \sqrt{\gamma E_0/E_2}$. Заметим, что в этом случае полностью отсутствуют жесткие требования на стабильность энергии частиц в пучках по причине относительного характера измерений. В случае же, когда такая процедура невозможна, в силу значительного взаимного перекрытия этих спектров, можно смотреть либо сдвиг по энергии между спектрами атомов, рассеянных на ионах пучка, и атомов, рассеянных на ионах тяжелых примесей, присутствующих в плазме, либо сверять получаемые спектры рассеянных атомов с энергетическим спектром атомов, рассеянных на ионном пучке в отсутствие плазмы.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ПОТОКА РАССЕЯННЫХ АТОМОВ И ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ

Величина потока рассеянных атомов в анализатор определяется как

$$I = k j_1 n_2 V (d\sigma/d\Omega)_{\text{лаб}} d\Omega. \quad (2)$$

Здесь k — безразмерный коэффициент, учитывающий потери, связанные с изменением зарядового состояния частиц в пучках при их распространении через плазму и непосредственно в акте рассеяния, а также при обдирке рассеянных атомов в случае регистрации их энергетического спектра в электрических или магнитных полях; j_1 — эквивалентная плотность тока в атомарном пучке на выходе из инжектора; n_2 — плотность ионов в зондирующем пучке; V — объем, из которого происходит регистрация рассеянных атомов; $(d\sigma/d\Omega)_{\text{лаб}}$ — дифференциальное сечение рассеяния, $d\Omega$ — элемент телесного угла, определяемый входным сечением анализатора и расстоянием от него до точки рассеяния.

Дифференциальное сечение рассеяния в лабораторной системе координат $(d\sigma/d\Omega)_{\text{лаб}}$, определяемое незранированным кулоновским взаимодействием ядер, имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{лаб}} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{E_0 + \gamma E_2} \frac{1 + \gamma}{2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\chi/2)} R(\theta, \gamma, E_0, E_2). \quad (3)$$

Здесь Z_1, Z_2 — заряды ядер атома и иона; χ — угол рассеяния в системе центра масс;

$$R(\theta, \gamma, E_0, E_2) = \frac{(1 + \text{ctg}^2 \theta) \sin^3 \chi}{(1 + \lambda \cos \chi) \sin \theta},$$

где θ и χ связаны соотношением:

$$\text{tg } \theta = \frac{\sin \chi}{\lambda + \cos \chi},$$

а параметр λ в случае ортогональности векторов скоростей атома и иона определяется как

$$\lambda = \gamma \sqrt{\frac{E_0 + E_2}{E_0 + \gamma E_2}}.$$

Необходимо отметить, что, несмотря на громоздкость выражения

для $R(\theta, \gamma, E_0, E_2)$, во всех случаях при $\theta \ll 1$ имеет место соотношение $R(\theta, \gamma, E_0, E_2) \sim 1$.

В используемых нами инжекторах диагностических пучков ДИНА [31] плотность тока j в пучке зависит от энергии и массы частиц как $j \propto E^{3/2}/\sqrt{m}$. Следовательно, $j_1 \propto E_0^{3/2}/\sqrt{m_1}$, $n_2 \propto E_2^* \approx E_2$. Подставляя это и (3) в (2), получаем зависимость интенсивности потока рассеянных атомов от параметров пучков:

$$I \propto \frac{E_0}{E_2} \sqrt{\frac{E_0}{m_1}} \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{E_0/E_2 + \gamma} \frac{1 + \gamma}{2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\chi/2)}. \quad (4)$$

Здесь мы пока опускаем зависимость коэффициента k от энергии и состава пучков.

Таким образом, при выборе конкретной пары атом — ион (γ, Z_1, Z_2), угла рассеяния θ , энергий пучков E_0 и E_2 необходимо добиться, исходя из соотношений (1) и (4), разумного компромисса между желанием получить максимальное временное или пространственное разрешение (увеличивая плотность потока рассеянных атомов за счет уменьшения θ, E_0) и стремлением к повышению чувствительности метода относительно измерения потенциала, определяемой параметром $\theta \sqrt{\gamma E_0/E_2}$.

Кроме того, необходимо, чтобы ларморовский радиус ρ ионов пучка превосходил характерный поперечный размер R_H области, занятой магнитным полем (ионы считаем однозарядными):

$$\rho = 144 \sqrt{m_2 E_2} / H \gg R_H, \quad (5)$$

где ρ и R_H — в см, H — в эрстедах, m_2 — в атомных единицах, E_2 — в эВ. Из соотношения (5) определяется минимальная энергия E_2 зондирующих ионов.

Далее, для того, чтобы избежать проблем, связанных с фоном частиц, рассеивающихся на ионах плазмы, необходимо, чтобы предельный угол рассеяния атомов пучка на этих ионах, $\theta_{\text{пред}} = \arcsin(m_i/m_1)$, где m_i — масса ионов плазмы, был меньше выбранного угла рассеяния θ . Это дает ограничение снизу на m_1 (при $\theta \ll 1$):

$$m_1 > m_i/\theta. \quad (6)$$

Экспериментальная установка, на которой будет отрабатываться описываемая методика измерения потенциала плазмы, имеет характерные величины магнитного поля $H \approx 3 \cdot 10^3$ Э, $R_H \approx 10$ см. В

этом случае из (5) получаем условие на параметры зондирующего ионного пучка:

$$m_2 E_2 \gg 4 \cdot 10^4 \text{ эВ.} \quad (7)$$

Для водородной плазмы ($m_i=1$) и угла рассеяния $\theta=10^\circ$ из условия (6) следует ограничение на массу атомов:

$$m_1 > 5.8.$$

Таким образом, учитывая (1), (4), (7), (8) и возможности используемых инжекторов, получаем, что наиболее подходящими для нас парами атом — ион будут пары $\bar{N}^0 \rightarrow \text{Ar}^+$ или $\bar{Ne}^0 \rightarrow \text{Kr}^+$.

Рассмотрим рассеяние атомов азота на пучке ионов аргона ($\bar{N}^0 \rightarrow \text{Ar}^+$). Имеем $m_1 \approx 14$, $m_2 \approx 40$, $\gamma \approx 0.35$. Из (7) получаем $E_2 \gg 10^3$ эВ. Возьмем $E_2 = 4 \cdot 10^3$ эВ, $E_0 = 10^4$ эВ. Подставив эти параметры в (1), получаем $E_1 \approx 10.7 \cdot 10^3$ эВ — $0.2 \cdot \varphi$, где φ — в вольтах. Таким образом, энергия рассеянных на ионном пучке атомов примерно на 700 эВ превышает энергию инжекции, что снимает проблемы с фоновым потоком частиц, образующихся в результате двойной перезарядки атомов пучка.

Достижимая нами плотность ионов Ar^+ в зондирующем пучке $n_2(\infty E_2) \approx (1 \div 5) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, что примерно на четыре порядка меньше характерной плотности плазмы в экспериментах по измерению ионной температуры методом рассеяния пучка быстрых атомов (обычно H^0 или He^0) на ионах плазмы. Но необходимо учесть, что сечение рассеяния для неэкранированного кулоновского взаимодействия ядер сталкивающихся частиц в нашем случае

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{лаб}} = 2.28 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2/\text{стер}$$

примерно на те же четыре порядка больше за счет больших атомных номеров ($Z_N^2 \cdot Z_{\text{Ar}}^2 \approx 1.6 \cdot 10^4$) пары атом — ион, что может покрыть эту разницу в плотности мишеней. Однако наши эксперименты по рассеянию пучка N^0 на аргоновой газовой мишени показали [32], что для выбранных параметров влияние экранирования кулоновского взаимодействия ядер многоэлектронными оболочками сталкивающихся частиц значительно, и сечение рассеяния оказывается примерно на порядок меньше расчетного.

Таким образом, величина ожидаемых в нашем случае потоков рассеянных атомов сравнима с соответствующей величиной в экспериментах по измерению ионной температуры плазмы с плот-

ностью $n_i \sim (1 \div 5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что, с учетом отсутствия проблем с фоновыми потоками, не кажется проблематичным.

Что касается величины коэффициента потерь k (2), то основным процессом, приводящим к ослаблению интенсивности пучков N^0 и Ar^+ в плазме, в выбранном диапазоне энергий является ионизация электронным ударом [33, 34]. При этом, эффективное сечение ионизации, определяемое как $\sigma_{\text{эф}} = \langle \sigma_e v_e \rangle / v$ (где $\langle \sigma_e v_e \rangle$ есть усреднение по максвелловскому распределению электронов по скоростям v_e сечения ионизации $\sigma_e(v_e)$, v — скорость частиц в пучке), оказывается существенно зависящим от электронной температуры плазмы T_e . Максимальные значения коэффициентов скорости ионизации $\langle \sigma_e v_e \rangle$ для процессов $\text{N}^0 + e \rightarrow \text{N}^+ + 2e$ и $\text{Ar}^+ + e \rightarrow \text{Ar}^{2+} + 2e$ приходятся на область $T_e \sim 100$ эВ. Определяющим при этом является процесс ионизации атомов N^0 , характеризующийся большим сечением. Однако, даже в максимуме эффективное сечение ионизации электронным ударом для атома N^0 с энергией 10 кэВ не слишком велико: $\sigma_{\text{эф}} \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$, что позволяет использовать выбранные пучки для диагностики плазмы с интегральной плотностью вплоть до $(1 \div 5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (в зависимости от T_e).

Входящая в коэффициент потерь k вероятность рассеяния атома N^0 без изменения зарядового состояния на ионе Ar^+ для угла рассеяния $\theta=10^\circ$ была измерена нами экспериментально и составила около 50%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная в данной работе диагностическая методика определения потенциала плазмы удовлетворяет поставленным целям.

Во-первых, для измерения распределения потенциала плазмы нет необходимости знать картину распределения квазистационарного магнитного поля, поскольку положение объема, из которого регистрируется поток рассеянных атомов, определяется пересечением траектории атомарного пучка с линией (с соответствующим телесным углом) наблюдения. Причем, данная методика пригодна как для измерений поперечного распределения потенциала плазмы, так и для продольного. Изменение положения объема рассеяния достигается наклоном или перемещением инжекторов и анализатора.

Во-вторых, для испытаний, настройки и калибровки диагностического комплекса в целом не требуется наличия плазмы или магнитного поля в установке, а измерения потенциала могут проводиться на плазме предельно низкой плотности (практически, требуется только, чтобы плотность плазмы была больше плотности ионов в зондирующем пучке). Последнее позволяет сшивать распределения потенциала в плотной горячей плазме с распределениями в периферийных областях, получаемыми зондовыми методами.

В настоящее время авторы приступили к первым экспериментам по отработке данной методики на измерениях потенциала плазменной струи в аксиально-симметричном пробкотроне [30].

ЛИТЕРАТУРА

1. Калмыков А.А., Лаврентьев О.А. Препринт ХФТИ 74-17, ХФТИ АН УССР. Харьков, 1974.
2. Вдовин С.А., Калмыков А.А., Набока В.А., Панкратьев Ю.И. ЖТФ, 1975, т.45, № 3, с.563—567.
3. Кучеряев Ю.А., Панов Д.А. В сб.: Диагностика плазмы/Под ред. Б.П. Константинова.—М.: Госатомиздат, 1963, с.233—236.
4. Даутер Б.В., Ковров П.Е., Морозов А.И. и др. В сб.: Диагностика плазмы/Под ред. С.Ю. Лукьянова.—М.: Атомиздат, 1973, вып.3, с.295—302.
5. Константинов С.Г., Цельник Ф.А. Препринт ИЯФ СО АН СССР 75-13. Новосибирск, 1975.
6. Кудрявцев А.М., Сорокин А.Ф. Препринт ИЯФ СО АН СССР 79-151. Новосибирск, 1979.
7. Давыденко В.И., Иванов А.А., Кабанцев А.А. и др. В сб.: Диагностика плазмы/Под ред. М.И. Пергамента.—М.: Энергоатомиздат, 1986, вып.6, с.147—153.
8. Ishii K., Inami H., Kawabe T., Miyoshi S. Rev. Sci. Instr., 1984, v.55, N 12, p.1924—1927.
9. Inutake M., Cho T., Ichimura M. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, v.55, N 9, p.939—942.
10. Hickok R.L. Rev. Sci. Instr., 1967, v.38, N 1, p.142—143.
11. Jobes F.C., Marshall I.F., Hickok R.L. Phys. Rev. Lett., 1969, v.22, N 20, p.1042—1045.
12. Hosea I.C., Jobes F.C., Hickok R.L., Dellis A.N. Phys. Rev. Lett., 1973, v.30, N 18, p.839—843.
13. Jobes F.C., Hickok R.L. Nuclear Fusion, 1970, v.10, N 2, p.195—197.
14. Glowienka I.C., Jennings W.C., Hickok R.L. In: VII Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Lausanne, 1975, Contributed Papers, v.1, p.183.
15. Jobes F.C., Hosea J.C. In: VI Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Moscow, 1973, Contributed Papers, v.1, p.199—201.
16. Colestock P.L., Connor K.A., Hickok R.L., Dandl R.A. Phys. Rev. Lett., 1978, v.40, N 26, p.1717—1720.

17. Bieniosek F.M., Colestock P.L., Connor K.A. et al. Rev. Sci. Instr. 1980, v.51, N 2, p.206—212.
18. Stufflebeam J.H., Jennings W.C., Hickok R.L. IEEE Trans. on Plasma Sci., 1978, v.P5-6, N 2, p.130—138.
19. Gorshkov A.V., Poznyak V.I., Razumova K.A. et al. In: Proc. of the 10th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1981, v.2, Report A-20, p.142.
20. Porter G.D., Carter M.R., Foote J.H., Hornady R.S. Nuclear Fusion, 1988, v.28, N 7, p.1159—1172.
21. Corell D.L., Allen S.L., Casper T.A. et al. Nuclear Fusion, 1982, v.22, N 2, p.223—234.
22. Хикок Р.Л., Дженнингс В.К., Коннор К.А. В сб.: Диагностика плазмы/Под ред. М.И. Пергамента.—М.: Энергоиздат, 1981, вып.4(1), с.206—210.
23. Разумова К.А., Соколов Ю.А., Бондаренко И.С. и др. Письма в ЖТФ, 1981, т.7, вып.24, с.1516—1519.
24. Бондаренко И.С., Крупник Л.И., Мельников А.В., Недзельский И.С. В сб.: Диагностика плазмы/Под ред. М.И. Пергамента.—М.: Энергоиздат, 1986, вып.5, с.157—160.
25. Абрамов В.Г., Афросимов В.В., Гладковский И.П. и др. ЖТФ, 1971, т.41, N 9, с.1924—1929.
26. Березовский Е.Л., Кисляков А.И., Петров С.Я., Росляков Г.В. Физика плазмы, 1980, т.6, вып.6, с.1385—1395.
27. Александров Е.В., Афросимов В.В., Березовский Е.Л. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, вып.1, с.3—7.
28. Терешин В.И., Чеботарев В.В., Шевчук Б.А. и др. Письма в ЖТФ, 1981, т.7, вып.1, с.22—26.
29. Березовский Е.Л., Ефремов С.Л., Извозчиков А.Б. и др. В сб.: Диагностика плазмы/Под ред. М.И. Пергамента.—М.: Энергоатомиздат, 1986, вып.5, с.157—160.
30. Иванов А.А., Кабанцев А.А., Росляков Г.В., Таскаев С.Ю. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-77. Новосибирск, 1986.
31. Давыденко В.И., Морозов И.И., Росляков Г.В. Физика плазмы, 1981, т.7, вып.2, с.464-469.
32. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-126. Новосибирск, 1988.
33. Barnett C.F., Ray I.A., Ricci E. et al. Atomic Data for Contr. Fusion Res.—Preprint ORNL-5206, Oak Ridge, 1977.
34. Müller A., Salzborn E., Frodl R. et al. J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 1980, v.13, N 9, p.1877—1899.

А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев

**Рассеяние пучка быстрых атомов
на зондирующем ионном пучке
как метод измерения потенциала
высокотемпературной плазмы**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 28 октября 1988 г.
Подписано в печать 15.11.1988 г. МН 08584
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,1 печ.л., 0,9 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 148

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