

11790/110



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев

**НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАССЕЯНИИ  
ИНТЕНСИВНЫХ АТОМАРНЫХ ПУЧКОВ  
В ТЯЖЕЛЫХ ГАЗАХ**

ИЯФ--

ПРЕПРИНТ 88-126



НОВОСИБИРСК

**ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

**А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев**

**НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАССЕЯНИИ  
ИНТЕНСИВНЫХ АТОМАРНЫХ ПУЧКОВ  
В ТЯЖЕЛЫХ ГАЗАХ**

**ПРЕПРИНТ 88-126**

**НОВОСИБИРСК**

**1988**

Нелинейные эффекты при рассеянии  
интенсивных атомарных пучков в тяжелых газах

А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск, 90, СССР

А Н Н О Т А Ц И Я

Экспериментально исследованы сечения рассеяния различных атомарных пучков с эквивалентными плотностями токов до  $0.1 \text{ A/cm}^2$  в тяжелых газах. Показано, что полученные сечения существенно меньше сечений, рассчитанных в предположении незранированного кулоновского взаимодействия ядер. Обнаружена линейная зависимость сечения рассеяния от плотности тока в рассеивающемся пучке. Приведены экспериментальные результаты по рассеянию на газовых мишенях, возбуждаемых другим атомарным пучком, подтверждающие предположение о влиянии возбуждения мишени рассеивающимся пучком на сечение рассеяния.

Nonlinear Effects Attached to the Scattering  
of the Intensive Neutral Beam in the Heavy-Gas Targets

*A.A. Kabantsev and S.Yu. Taskaev*

Institute of Nuclear Physics  
630090, Novosibirsk, USSR

A B S T R A C T

The scattering cross sections of the neutral beams with equivalent current densities up to  $0.1 \text{ A/cm}^2$  in heavy-gas targets are investigated experimentally. It is shown that the experimental cross sections are systematically smaller than the corresponding cross sections calculated by the unshielded Coulomb interaction of the nuclei (i. e., Rutherford scattering). It is also found that these cross sections depend on the «current» densities of the probing beams. The experimental results to the scattering in the gas targets that are excited by another neutral beam are presented too. These data are confirmed our supposition about the role of the excitation processes that accompany the scattering.

---

1. В диагностических комплексах современных плазменных установок все более широкое применение при определении ионной температуры получает методика рассеяния атомарных пучков на ионах плазмы. При этом наибольшая неопределенность при интерпретации результатов измерений связана с недостаточно изученным влиянием рассеяния на многозарядных ионах тяжелых примесей. Поскольку сечение Резерфордского рассеяния квадратично растет с ростом зарядов рассеиваемых ядер, то можно предположить, что рассеяние на примесных ионах должно вносить вклад, сравнимый с рассеянием на основных компонентах плазмы ( $H^+$ ,  $D^+$ ,  $T^+$ ). Тем не менее, в работах [1—3] этот эффект никак не проявился, что было отнесено на счет высокой вероятности ионизации рассеиваемых атомов при столкновении с ионами тяжелых примесей, приводящей к их захвату в магнитном поле установок.

В настоящее время отсутствуют опубликованные экспериментальные данные о вероятностях перезарядки и ионизации атомов  $H$  и  $He$  при их рассеянии на многозарядных ионах в соответствующих диапазонах углов ( $5-10^\circ$ ) и энергий ( $5-20$  кэВ).

В работе [1] представлена оценка вероятности ионизации по экспериментальным данным, полученным при рассеянии протонного пучка на тяжелых атомах. Измеренные авторами сечения рассеяния без изменения зарядового состояния на  $Ne$  и  $Ag$  оказались существенно меньше расчетных сечений, что полностью было приписано процессу перезарядки  $H^+$  в  $H^0$  в акте рассеяния, на основании чего был сделан качественный вывод о 95%-ной вероятности ионизации атомов  $H$  при рассеянии на  $O^{8+}$  (энергия пучка

15 кэВ, угол рассеяния  $4^\circ$ ). При этом авторы не учитывали влияния экранирования кулоновского взаимодействия зарядов ядер, безусловно существенного при рассеянии на Ne и Ag в случае введенных выше параметров.

2. В наших экспериментах изучалась интенсивность рассеяния пучков  $H^0$ ,  $He^0$ ,  $N^0$  и  $Ag^0$  в различных газовых мишенях ( $H_2$ , He,  $N_2$  и Ag). Схема эксперимента приведена на рис. 1. Угол рассея-

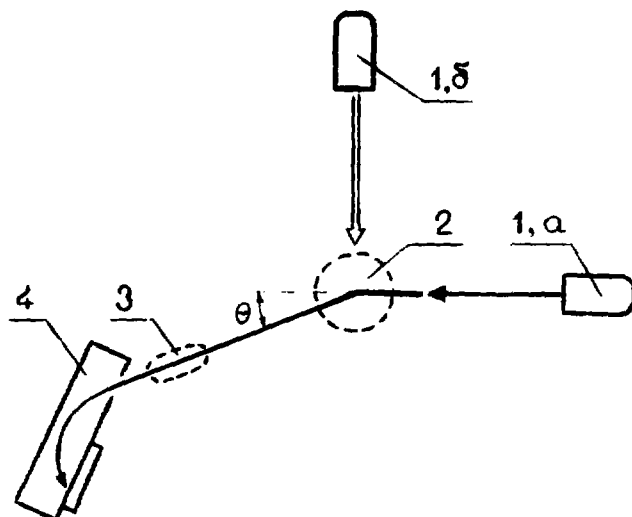


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:  
1 — инжекторы ДИНА [6] (а — рассеивающийся пучок, б — возбуждающий пучок); 2 — газовая мишень; 3 — перезарядная He мишень; 4 — электростатический  $45^\circ$ -ный анализатор.

ния  $\theta = 10^\circ$ , энергия атомов в пучках от 5 до 10 кэВ, эквивалентные плотности тока до  $0.1 \text{ A/cm}^2$ , плотность газовых мишеней  $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Регистрировались как рассеянные ионы, так и атомы (после обдирки в толстой He мишени). На измеряемые таким образом сечения рассеяния  $\sigma_0$  не влияет изменение зарядового состояния рассеивающихся частиц. Тем не менее, как и в [1], измеренные нами сечения рассеяния оказались существенно меньше сечений  $\sigma_r$ , рассчитанных в предположении незэкранированного кулоновского взаимодействия ядер.

Эффект этот достаточно очевиден, поскольку минимальное расстояние сближения рассеивающихся частиц в данном случае сравнимо с характерным размером экранирования кулоновского взаимодействия  $a$ , введенного Бором [4]:

$$V(r) = Z_1 Z_2 e^2 \exp(-r/a)/r,$$

$$a = a_0 / (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}, \quad (1)$$

где  $V(r)$  — потенциал взаимодействия сталкивающихся частиц;  $Z_1$ ,  $Z_2$  — их атомные номера;  $a_0$  — борковский радиус.

Пучок	$Z$	$\sigma_0/\sigma_0(H^0)$	$\sigma_p/\sigma_p(H^0)$	$\sigma_B/\sigma_B(H^0)$
$H^0$	1	1	1	1
$He^0$	2	3—4	4	3.2
$N^0$	7	13—19	49	15
$Ar^0$	18	20—24	325	29

Сечения рассеяния приведены к  $\sigma(H^0)$  — сечению рассеяния пучка  $H^0$  в азотной газовой мишени.

В таблице представлены зависимости от атомного номера  $Z$  рассеивающихся частиц экспериментально измеренного сечения рассеяния  $\sigma_0$ , резерфордовского сечения  $\sigma_p$  и сечения  $\sigma_B$ , вычисленного с учетом экранирования кулоновского взаимодействия в виде (1), при рассеянии атомарных пучков в азотной газовой мишени. Видно, что зависимость  $\sigma_0$  от  $Z$  находится в хорошем соответствии с расчетной зависимостью  $\sigma_B(Z)$ .

В экспериментах нами обнаружена нелинейная зависимость интенсивности рассеяния на  $N_2$  и  $Ar$  от эквивалентной плотности

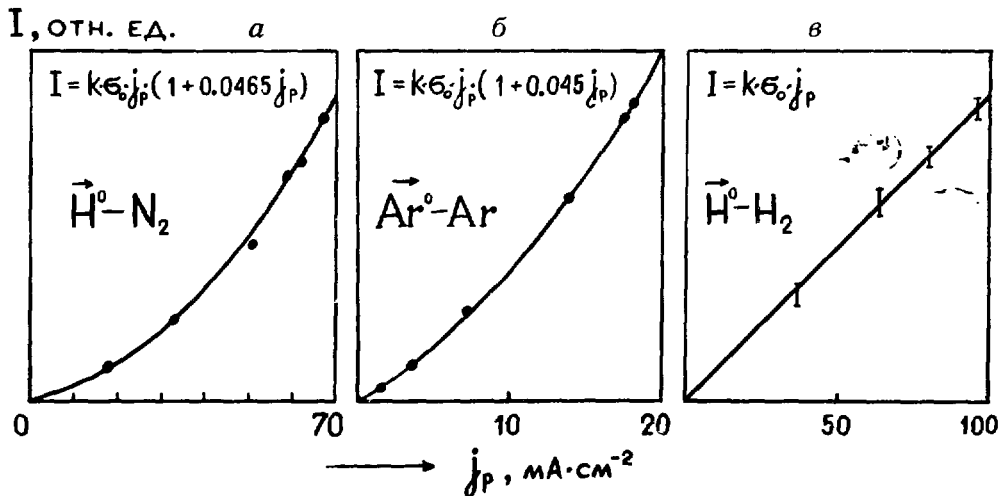


Рис. 2. Зависимость интенсивности рассеяния  $I$  от эквивалентной плотности тока в рассеивающем пучке  $j_p$ :

$a$  — рассеяние пучка  $H^0$  на  $N_2$ ;  $b$  — рассеяние пучка  $Ar^0$  на  $Ar$ ;  $v$  — рассеяние пучка  $H^0$  на  $H_2$ .

тока в рассеивающемся пучке  $j_p$ , удовлетворяющая соотношению (рис. 2,а,б):

$$I = k\sigma(j_p) j_p = k\sigma_0(1 + \alpha j_p) j_p,$$

где  $\sigma_0 = \lim_{j_p \rightarrow 0} [I/(k j_p)]$  (именно так определенное  $\sigma_0$  представлено в таблице).

При этом тщательно изучена и полностью исключена возможность увеличения интенсивности рассеяния за счет увеличения плотности мишени.

Возможное объяснение зависимости  $\sigma$  от  $j_p$  при рассеянии в тяжелых газах состоит в создании рассеивающимся пучком в газовой мишени популяции возбужденных частиц, приводящем к уменьшению экранировки зарядов ядер с соответствующим увеличением сечения рассеяния на этих ядрах. Влияние процессов возбуждения атомов непосредственно в акте столкновения на сечение рассеяния подробно рассмотрено в [5]. При рассеянии пучка на водородной газовой мишени, когда сечение рассеяния является резерфордовским, такой зависимости  $\sigma(j_p)$  не наблюдается (рис. 2,в).

3. Для проверки данной гипотезы проведена серия экспериментов по рассеянию на газовой мишени, возбуждаемой другим атомарным пучком (рис. 1). Полученные зависимости интенсивности рассеяния  $I^*$  от эквивалентной плотности тока в возбуждающем пучке  $j_b$  приведены на рис. 3. Сечение рассеяния на тяжелых атомах в этом случае линейно растет с ростом  $j_b$ , а интенсивность рассеяния удовлетворяет соотношению

$$I^* = k\sigma(j_p, j_b) j_p = k\sigma_0[1 + \alpha(j_p + j_b)] j_p$$

для одинаковых по составу атомарных пучков, и соотношению

$$I^* = k\sigma(j_p, j_b) j_p = k\sigma_0[1 + \alpha j_p + \beta j_b] j_p$$

для разных. Это показывает, что в обоих случаях (как для одного, так и для двух пересекающихся пучков) за зависимости  $\sigma(j_p)$  и  $\sigma(j_p, j_b)$  ответствен один и тот же механизм.

На рис. 4,а представлена зависимость «эффективности возбуждения»  $\beta$  азотной газовой мишени от атомного номера частиц возбуждающего пучка  $Z$ . «Эффективность возбуждения» линейно растет с ростом  $Z$ . В частности, эффективные сечения рассеяния (сечения рассеяния, усредненные по ансамблям возбужденных и

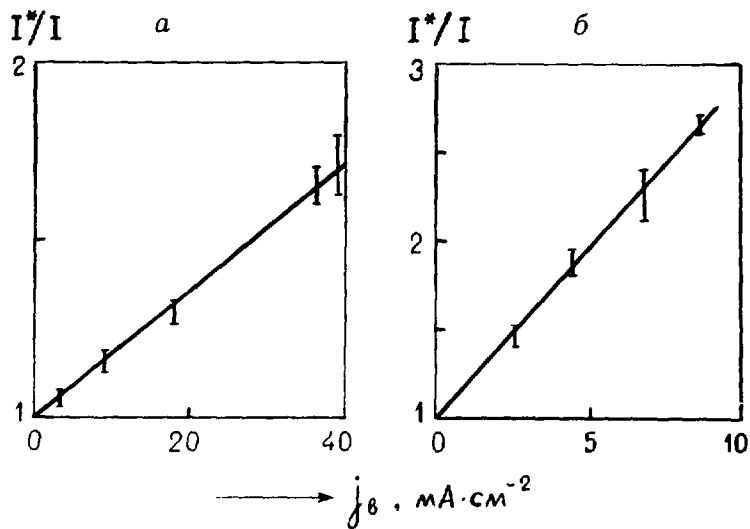


Рис. 3. Зависимость интенсивности рассеяния  $I^*$  от эквивалентной плотности тока в возбуждающем пучке  $j_{в}$  ( $I$  — интенсивность рассеяния в отсутствие возбуждающего пучка):

а — рассеяние пучка  $H^0$  на азотной газовой мишени, возбуждаемой пучком  $H^0$ ; б — рассеяние пучка  $N^0$  на азотной газовой мишени, возбуждаемой пучком  $Ag^0$ .

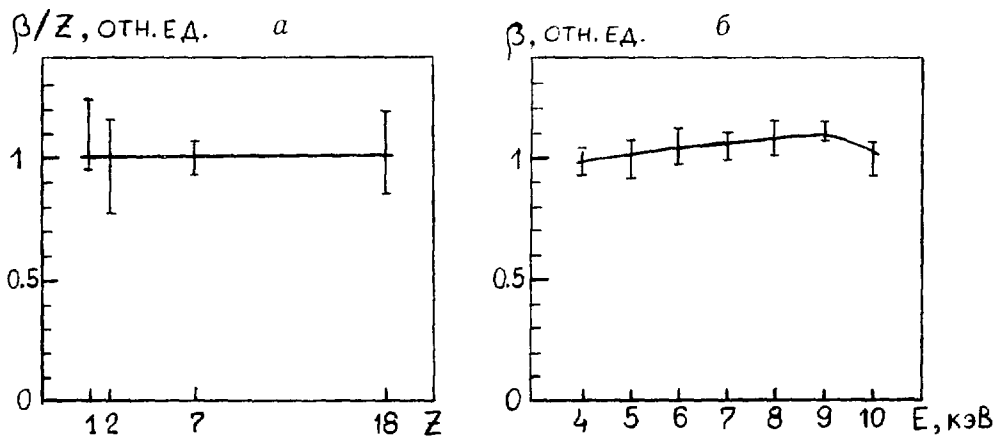


Рис. 4. Зависимость «эффективности возбуждения»  $\beta$  азотной газовой мишени: а — от номера  $Z$  частиц возбуждающего пучка; б — от энергии возбуждающего пучка.



невозбужденных частиц мишени)  $\vec{N} \rightarrow N_2$  и  $\vec{Ar} \rightarrow Ar$  увеличиваются более чем в 3 раза при плотности тока в возбуждающем пучке  $j_{Ar} \sim 10 \text{ мА/см}^2$ . При этом «эффективность возбуждения» практически не зависит от энергии возбуждающего пучка в исследованном нами диапазоне (рис. 4,б).

Время жизни популяции возбужденных атомов газовой мишени незначительно по сравнению с длительностью фронтов пучка ( $< 10 \text{ мкс}$ ), поскольку, во-первых, время соответствующего спада интенсивности рассеяния при смещении во времени возбуждающего и рассеивающего пучков не больше длительности заднего фронта возбуждающего пучка, а во-вторых, не наблюдается зависимости сечения рассеяния  $\sigma$  от длительности импульса возбуждающего пучка.

Таким образом, при всех оценках экспериментальных данных по рассеянию интенсивных атомарных или ионных пучков в тяжелых газах необходимо принимать во внимание возможность нелинейной зависимости интенсивности рассеяния от эквивалентной плотности тока в рассеивающих пучках.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Takeuchi H., Matsuda T., Nishitani T., Shiho M., Konagai C., Kimura H. and Maeda H. Jpn. J. Appl. Phys., 1983, v.22, p.1717.
2. Березовский Е.Л., Кисляков А.И., Петров С.Я., Росляков Г.В. Физика плазмы, 1980, т.6, с.760.
3. Donne A.J.H. and Barbian E.P. Rijnhuizen Rep., 1986, p.86—164.
4. Bohr N. Phys. Rev. 1940, v.58, p.654; Phys. Rev., 1941, v.59, p.270.
5. Brenot J.C., Dhuicq D., Gauyacq J.P., Pommier J., Sidis V., Barat M. and Pollak E. Phys. Rev. A., 1975, v.11, p.1245; Phys. Rev. A., 1975, v.11, p.1933.
6. Давыденко В.И., Морозов И.И., Росляков Г.В. Физика плазмы, 1981, т.7, с.464.

*А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев*

**Нелинейные эффекты при рассеянии  
интенсивных атомарных пучков  
в тяжелых газах**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 6 мая 1988 г.  
Подписано в печать 16.09. 1988 г. МН 08503  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,1 печ.л., 0,9 уч.-изд.л.  
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 126

---

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