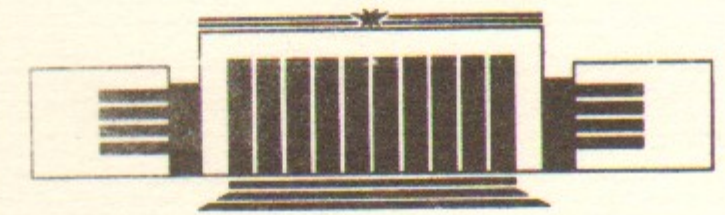




Г.В. Росляков, С.Ю. Таскаев, Г.И. Фиксель

**ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ  
ОТРАЖЕНИЯ ПРОТОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ  
ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ  
МЕТОДОМ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО РАССЕЯНИЯ  
БЫСТРЫХ АТОМОВ**

ПРЕПРИНТ 86-168



НОВОСИБИРСК  
1986

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Эффекты отражения легких атомов от различных конструктивных материалов играют большую роль во многих областях экспериментальной физики, как, например, в исследованиях по удержанию плазмы, физике твердого тела. Одним из основных вопросов является определение коэффициентов отражения частиц и энергии.

Экспериментальному и теоретическому изучению этого вопроса посвящено большое количество работ. Обзор современного состояния проблемы дан в работах [1, 2], где можно найти и подробную библиографию.

Наименее изученным является диапазон энергий атомов, бомбардирующих поверхность, в десятки-сотни эВ, хотя именно он представляет большой интерес, так как при этих энергиях, характерных для взаимодействия периферийной плазмы со стенкой в магнитных ловушках, ожидаются наиболее высокие коэффициенты отражения. Определенные расчетным путем, коэффициенты отражения энергии достигают значений  $\sim 40\%$ , а отражения частиц  $\sim 60\%$ . Экспериментально этот диапазон энергий изучен слабо. Это связано, в основном, с трудностями экспериментальных измерений характеристик потока отраженных атомов (интенсивности, энергетического спектра, углового распределения), поскольку в этой области энергий эффективность регистрации атомов мала.

В работе [3] приведены результаты экспериментов по определению коэффициентов отражения атомов водорода от различных

материалов в диапазоне энергий  $100 \div 600$  эВ. Регистрация и измерение энергетического спектра отраженных атомов осуществлялась путем перезарядки их в протоны на налетающем потоке плазмы.

В данной работе описаны результаты экспериментов по определению энергетического спектра отраженных атомов методом Резерфордского рассеяния быстрых атомов водорода [4, 5]. Эксперименты, так же как и в работе [3], проводились в условиях, характерных для работы на плазменных установках: вакуум  $\sim 10^{-5} \div 10^{-6}$  Тор, плотность потока бомбардирующих частиц  $\sim 0,1 \div 1$  А/см<sup>2</sup>, температура отражающей поверхности  $500^\circ$  С.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема эксперимента показана на рис. 1. Поток водородной плазмы из источника плазмы 6 транспортировался продольным магнитным полем соленоида 5 и попадал на пластину 15, на которую подавалось отрицательное, относительно анода источника плазмы, напряжение. Протоны, ускоренные в ленгмюровском слое

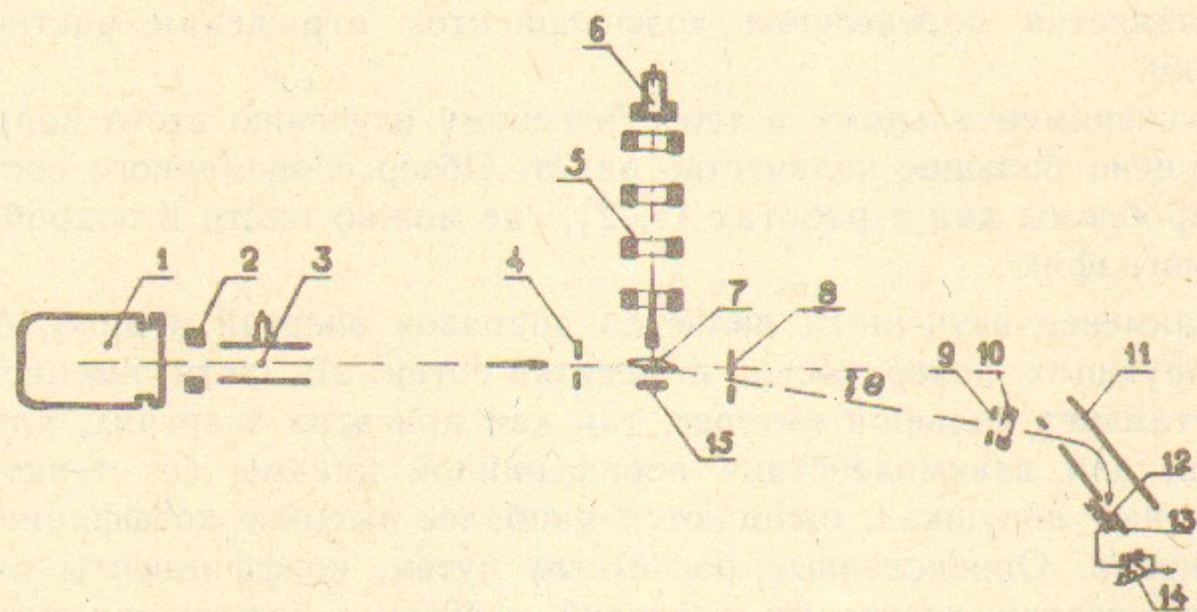


Рис. 1. Схема эксперимента:

1—инжектор ДИНА-4, 2—магнитная линза, 3—перезарядная мишень, 4, 8, 9—коллиматоры, 5—соленоид, 6—источник плазмы, 7—область рассеяния, 10—электростатическая линза, 11— $45^\circ$ -электростатический анализатор, 12—микроканальная пластина, 13—коллекторы, 14—интегрирующие усилители, 15—пластина.

до энергии, соответствующей приложенному напряжению, бомбардировали пластину и отражались от нее в виде атомов. Монокинетический пучок быстрых атомов водорода, создаваемый инжекто-

ром 1, фокусировался на расстояние 2 м в область рассеяния 7, где рассеивался, как в виде атомов, так и в виде протонов. По энергетическому спектру протонов, рассеянных на угол  $\theta$ , определялся энергетический спектр отраженных атомов.

В качестве импульсного источника плазмы использовался источник на основе дугового разряда с холодным катодом [6]: эквивалентный ток протонов 20 А, длительность 100 мкс. Источник удален от области рассеяния на расстояние 50 см, что уменьшало плотность газа, вытекающего из источника, в области рассеяния. Пластина 15 размером  $4 \times 6$  см<sup>2</sup> была сделана из нержавеющей стали и прогревалась до  $500^\circ$  С.

Диагностический инжектор ДИНА-4 [7] создавал пучок атомов водорода энергией  $E_0 = 10 \text{ кэВ} \pm 16$  эВ, длительностью 100 мкс, плотностью тока в области рассеяния  $\sim 70$  мА/см<sup>2</sup> с угловой расходимостью  $1,5 \cdot 10^{-2} \times 3 \cdot 10^{-2}$  рад.

Размер области рассеяния составлял  $8 \times 50 \times 19$  см<sup>3</sup> и определялся коллимационными щелями 4, 8, 9 размерами  $6 \times 15$  мм<sup>2</sup>,  $4,6 \times 15$  мм<sup>2</sup>,  $8 \times 15$  мм<sup>2</sup>, находящимися от центра области рассеяния на расстояниях 130, 140, 600 мм соответственно. Расстояние до пластины  $\sim 30$  мм. Угол рассеяния  $\theta = 9^\circ$ .

Рассеянный пучок протонов фокусировался в плоскости рассеяния электростатической линзой 10 на входное отверстие  $45^\circ$ -анализатора 11, где анализировался по энергии и регистрировался 12 коллекторами с микроканальной пластиной и интегрирующими усилителями.

Изменение энергии быстрого атома водорода при упругом рассеянии на небольшой угол ( $\theta \lesssim 10^\circ$ ) определяется следующим соотношением:

$$\Delta E = E_0 - E_1 = E_0 \eta \theta^2 \pm 2\theta \sqrt{E_0 \epsilon_{\perp} \eta} \quad (1)$$

где  $E_0, E_1$ —энергия атомов до и после рассеяния;  $\theta$ —угол рассеяния;  $\eta = m/M$ —отношение масс рассеянной и рассеивающей частиц;  $\epsilon_{\perp} = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2$ , где  $v_{\perp}$ —составляющая скорости рассеивающей частицы в направлении, перпендикулярном направлению движения быстрого атома и лежащем в плоскости рассеяния. Знак (+) или (−) в формуле (1) соответствует двум возможным направлениям  $v_{\perp}$ . Пользуясь этой формулой, можно по энергетическому спектру рассеянного пучка определить распределение по энергии  $\epsilon_{\perp}$  частиц мишени.

На рис. 2 показаны энергетические спектры рассеяния при различных экспериментальных условиях.

Кривая *a* соответствует рассеянию на остаточном газе при давлении  $P=5 \cdot 10^{-6}$  Тор. Кривая *b* снята при подаче водорода в источник плазмы. Кривая *в* — при работающем источнике плазмы. Кривая *г* измерена при установке пластины и подаче на нее напряжения  $U_{пл} = -100$  В.

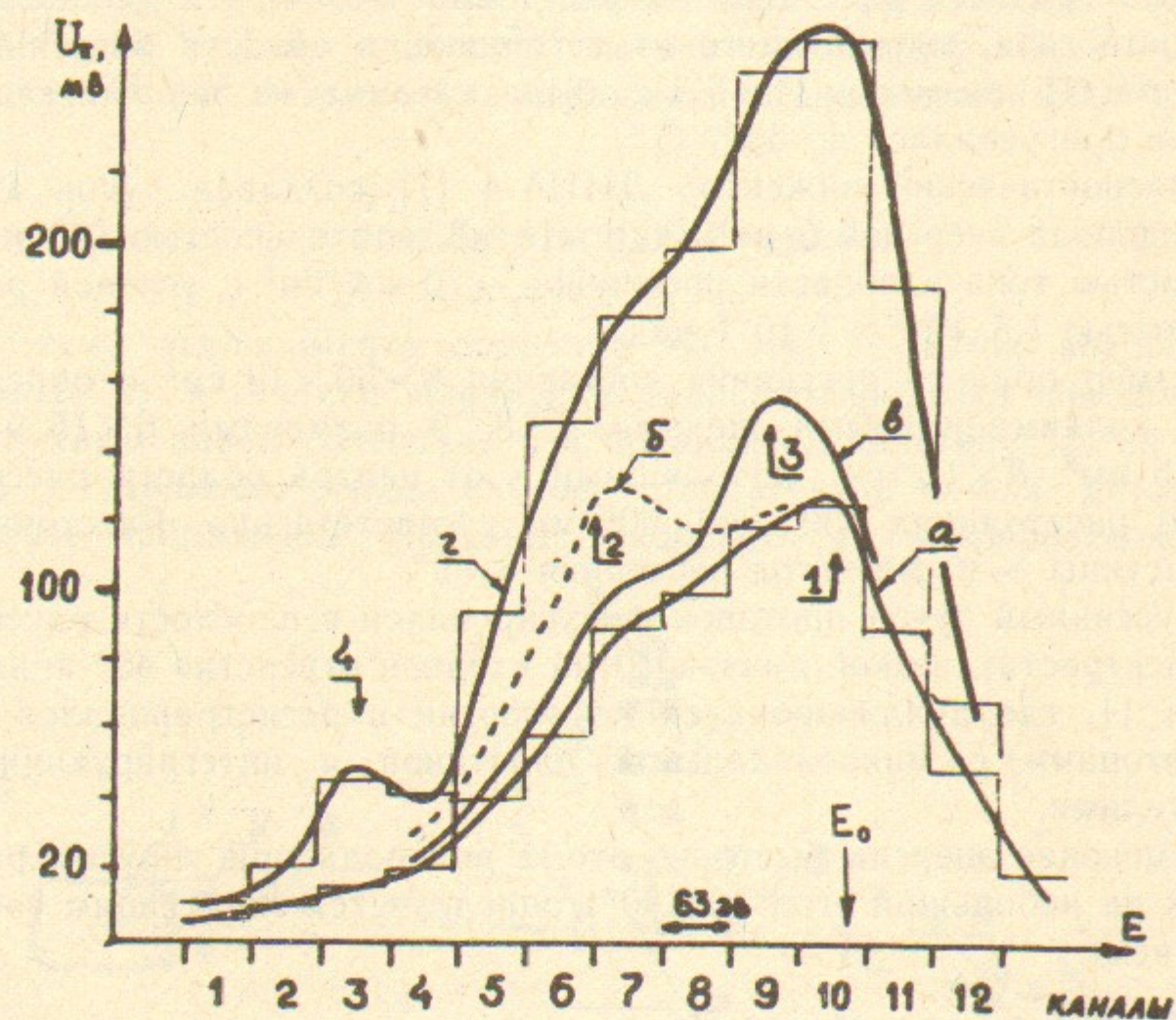


Рис. 2. Спектры рассеяния:

*a*) на остаточном газе; *b*) при подаче водорода в источник плазмы; *в*) при работающем источнике плазмы; *г*) при установке пластины и подаче на нее напряжения  $U_{пл} = -100$  В.

На этих кривых можно выделить следующие места. Пик 1 соответствует рассеянию на тяжелых атомах остаточного газа, приводящему к малому изменению энергии рассеянного атома водорода.

Положение пика 2 соответствует рассеянию на тепловых атомах водорода, вытекающих из источника плазмы. Уменьшение энергии относительно рассеяния на остаточном газе составляет 220 эВ.

Пик 3 интерпретируется как рассеяние на протонах плазменной струи, которое приводит к увеличению энергии рассеянного атома относительно рассеяния на тепловых атомах водорода. Это увеличение составляет 140 эВ, что дает согласно (1) при  $\eta=1$ , величину средней направленной энергии протонов плазменной струи  $\epsilon_{\perp pl} = 20$  эВ.

Пик 4 появляется при подаче отрицательного напряжения на пластину и соответствует рассеянию на атомах водорода, летящих с пластины, что приводит к уменьшению энергии рассеянных атомов водорода относительно рассеяния на тепловом водороде. Величина сдвига максимума пика составляет 220 эВ, что соответствует наиболее вероятной энергии направленного движения атомов  $\epsilon_{\perp max} = 50$  эВ. Относительная погрешность при определении энергии рассеивающих атомов составляет по нашим оценкам  $\sim 30\%$ . Увеличению амплитуды пиков 1 и 2 происходит, вероятно, из-за десорбции водорода и остаточного газа с пластины при бомбардировке ее протонами.

Аналогичные измерения были проведены при различных напряжениях на пластине, и на рисунке 3 представлены рассчитанные по этим результатам зависимости функции распределения атомов

$$F(\epsilon_{\perp}) = \frac{dN_{\epsilon_{\perp}}}{d\epsilon_{\perp}} \text{ от } \epsilon_{\perp}.$$

Необходимо отметить, что поскольку в область рассеяния попадают атомы, вылетевшие с пластины под разными углами, то полученный результат является, фактически, усреднением истинной функции распределения  $f(\epsilon)$  отраженных атомов по углу вылета  $\vartheta$  с пластины. Для определения  $f(\epsilon)$  необходимо знать угловое распределение плотности потока отраженных атомов  $j(\vartheta)$ . На опыте и в расчетах [2] хорошо соблюдается косинусоидальное распределение:  $j(\vartheta) \propto j_0 \cos \vartheta$ , где угол  $\vartheta$  отсчитывается от нормали к пластине. Тогда можно показать, что

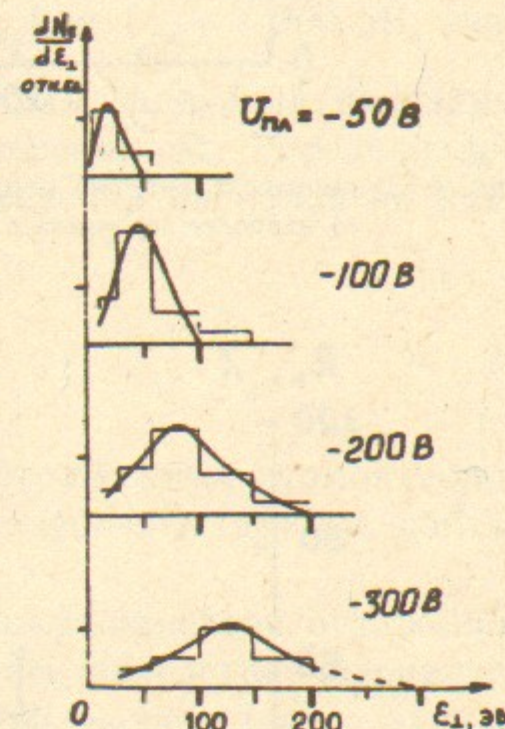


Рис. 3. Зависимость функции распределения отраженных атомов  $\frac{dN_{\epsilon_{\perp}}}{d\epsilon_{\perp}}$  от  $\epsilon_{\perp}$ .

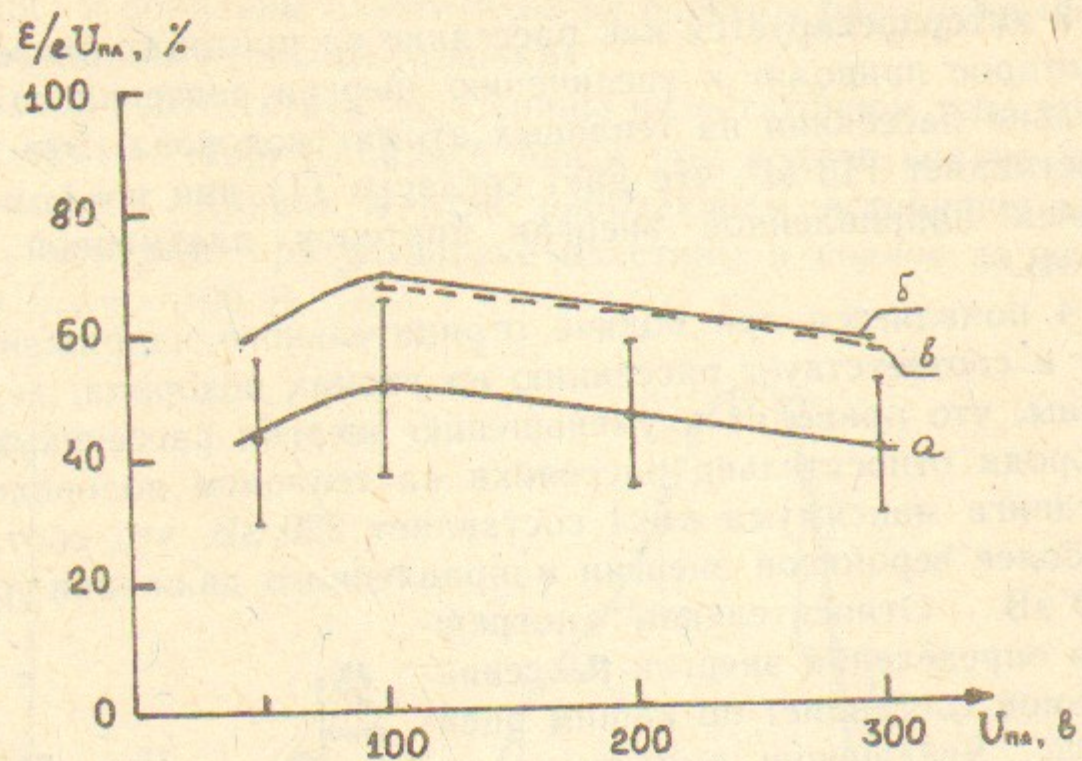


Рис. 4. Зависимость энергий отраженных атомов от напряжения на пластине  $U_{пл}$ : а) наиболее вероятной  $\varepsilon_{\perp max}$ ; б) средней  $\bar{\varepsilon}$ ; в)  $\bar{\varepsilon}$  из работы [3].

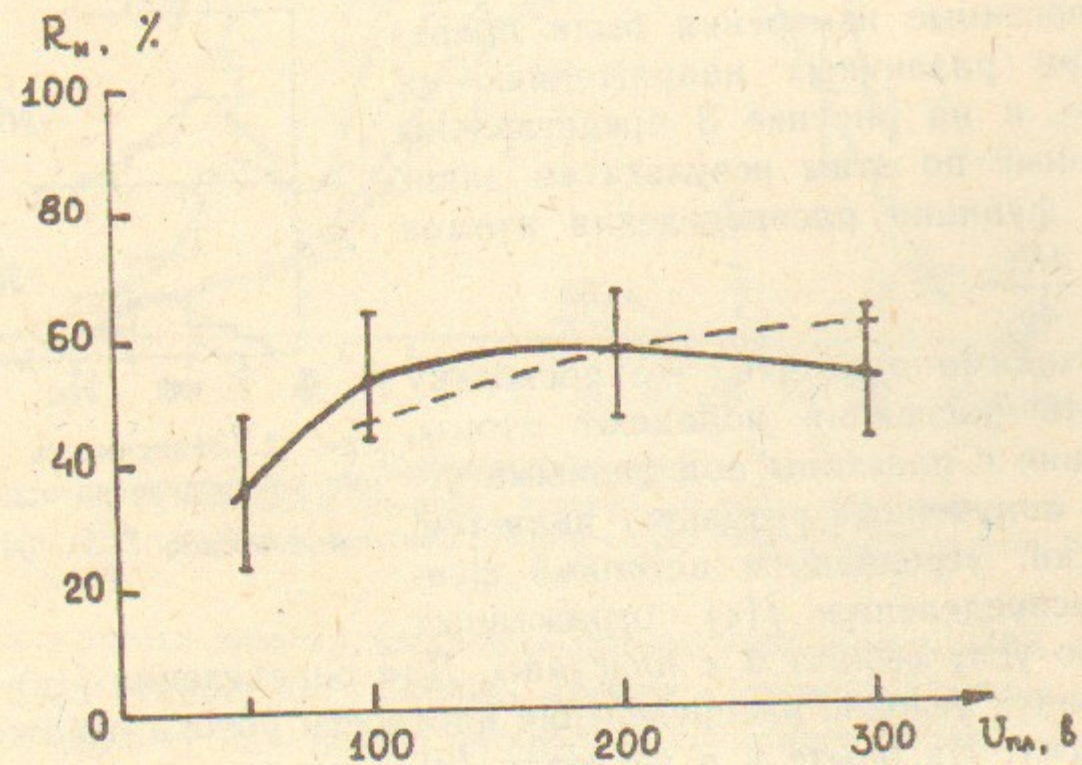


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения частиц  $R_N$  от напряжения на пластине  $U_{пл}$ .

$$F(\varepsilon_{\perp}) \propto \int_{\varepsilon_{\perp}}^{\varepsilon_{\perp}/\cos^2\theta_0} \frac{f(\varepsilon)}{\varepsilon} d\varepsilon,$$

где  $\theta_0$  — угол, под которым область рассеяния видна из центра пластины.

По этой формуле определялась средняя энергия  $\bar{\varepsilon}$  отраженных атомов, зависимость которой от напряжения показана на рис. 4. Для сравнения на этом же рисунке показаны (пунктирной линией) результаты работы [3].

На рис. 5 показана зависимость коэффициента отражения частиц  $R_N$  от напряжения на пластине  $U_{пл}$ , где  $R_N$  определяется как  $\int \frac{dN\varepsilon_{\perp}}{d\varepsilon_{\perp}} d\varepsilon_{\perp}$  и нормируется на значение  $R_N$  при  $U_{пл} = -200$  эВ, взятого из работы [3], результаты которой для сравнения показаны пунктирной линией. Погрешность в измерении  $R_N$  определялась статистическим разбросом, точностью измерений сигналов на коллекторе и составляла  $\sim 30\%$ .

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Измерены энергетические спектры отраженных атомов водорода в диапазоне энергий 50 ÷ 300 эВ. Полученные данные согласуются с результатами работы [3].

2. Определить абсолютные значения коэффициентов отражения частиц с достаточной точностью не удалось вследствие неопределенности в сечении рассеяния и геометрии эксперимента, однако относительная зависимость от энергии определена с точностью не меньшей 30%. Так же, как и в работе [3], обращает на себя внимание тот факт, что коэффициент отражения частиц падает при уменьшении энергии бомбардирующих протонов ниже 100 эВ. На возможность такого поведения было, например, указано в численном эксперименте [8], где это связывалось с наличием потенциального барьера на поверхности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Курнаев, Е.С. Машкова, В.А. Молчанов. Отражение легких ионов от поверхности твердого тела. М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. Е.С. Машкова. Физика плазмы, 1979, т.5, с.1385.
3. Г.В. Росляков, Г.И. Фиксель. Физика плазмы, 1986, т.12, с.232.
4. В.Г. Абрамов, В.В. Афросимов и др. ЖТФ, 1971, 41, 1924.
5. С.Ю. Таскаев. Дипломная работа. Новосибирск, 1983.
6. И.И. Морозов, Г.В. Росляков, препринт ИЯФ 83-71, Новосибирск.
7. Г.И. Димов, Г.В. Росляков, В.Я. Савкин. ПТЭ, 1977, 4, 29.
8. D.P. Jackson. Radiation Effects, 1980, 49, 233.

*Г.В. Росляков, С.Ю. Таскаев, Г.И. Фиксель*

**Измерение коэффициентов отражения протонов  
низкой энергии от металлической поверхности  
методом резерфордовского рассеяния быстрых атомов**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 7 июля 1986 г.

Подписано в печать 18.11. 1986 г. МН 11869

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,9 печ.л., 0,8 уч.-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 168

---

*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.*