

02:05:10

©1995

ЗАВИСИМОСТЬ ТОРМОЗНОЙ СПОСОБНОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОТ ЧАСТОТЫ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ

Г.В. Дедков

Обнаруженная в экспериментах [1,2] зависимость тормозных способностей тяжелых плоскоканализированных ионов от частоты осцилляций в канале (ионы ^{127}J с энергиями 15–60 МэВ в (111)Au) до сих пор не получила удовлетворительного объяснения (см. также [3,4]). Эта зависимость имеет вид

$$\frac{dE}{dz} = S(\omega) = a + b\omega, \quad (1)$$

где a и b — эмпирические постоянные, а частота ω определяется соотношением

$$\omega^{-1} = 2 \int_0^{x_m} \frac{dx}{\sqrt{U(x_m) - U(x)}}. \quad (2)$$

В последней формуле x_m — амплитуда поперечных колебаний иона в канале, $U(x)$ — непрерывный потенциал кристалла. Множитель $\sqrt{2M_1}$ (M_1 — масса иона) опущен, поскольку может быть включен в коэффициент b .

В обсуждаемых экспериментах измерявшиеся спектры энергетических потерь имели характерные пики, расстояния между которыми были пропорциональны числу колебаний, совершенных ионами при своем движении. При известной толщине кристалла и соответствующей угловой ориентации детектора это позволяло измерять энергетические потери у ионов, имевших заданное число колебаний и, таким образом, построить зависимость тормозных потерь от частоты.

Существенной особенностью зависимости (1) является возрастание отношения b/a с увеличением энергии частиц E . Качественное объяснение было предложено в [5,6], где показано, что соответствующий эффект может быть вызван динамическим уменьшением потенциала $U(x)$. В соответствии с предложенным механизмом одинаковое приращение частоты $\Delta\omega$ для ионов, движущихся в двух разных потенциальных ямах, но имеющих равные частоты осцилляций,

сопровождается более сильным увеличением торможения в случае более пологого потенциала. Это связано с тем, что траектории ионов проходят в области повышенной концентрации электронов и ядер (у стенок канала), в которой торможение сильнее. В данной работе выполнены соответствующие количественные расчеты (см. также [7]).

Известно, что максимум кривой тормозных потерь для протонов в Au приходится на интервал энергий 100–400 КэВ [8], поэтому (в рамках приближения “эффективных зарядов”) ионы ^{127}J имеют равные с протонами скорости (и тормозные потери в пересчете на единичный заряд) при энергиях 12.7–51 МэВ. Так как для тяжелых ионов максимум тормозных потерь становится более широким, то хорошим приближением оказывается предположение о том, что энергетические потери ионов ^{127}J в диапазоне энергий 15–60 МэВ зависят только от квадрата ионного заряда $Z_{\text{eff}}^2 e^2 = (Z_1 - N_1)^2 e^2$, где N_1 и Z_1 — число электронов и атомный номер иона, e — заряд электрона. Дальнейшие результаты подтверждают это предположение.

Парные потенциалы взаимодействия J–Au при фиксированной степени ионизации ионов йода $q = 1 - N_1/Z_1$ вычислялись по теории [6,9], учитывающей динамические эффекты в квазистатическом приближении электронного газа, а затем усреднялись стандартным образом с учетом тепловых коле-

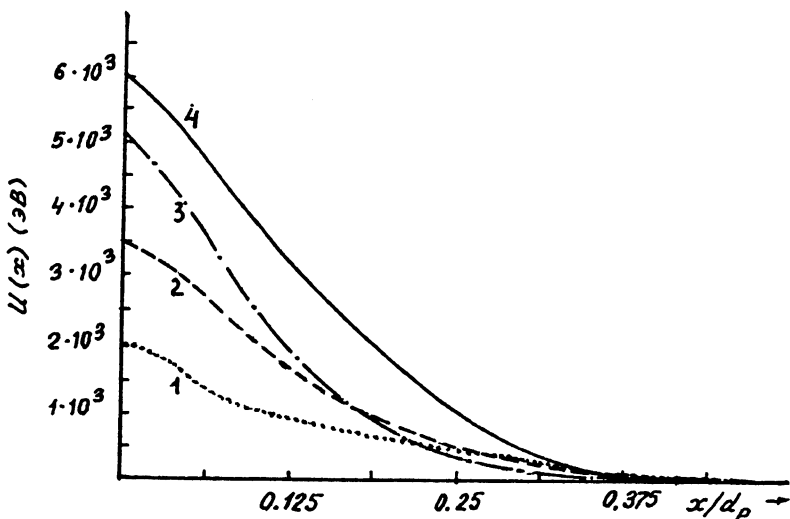


Рис. 1. Непрерывный потенциал ^{127}I –Au.

1 — $Z_b = 13$, 2 — $Z_b = 22$, 3 — $E = 60$ МэВ, 4 — $E = 15$ МэВ.

баний атомов Au [4], причем в расчетах учитывались вклады от четырех ближайших плоскостей. Значения q при энергиях 15 и 60 МэВ соответствовали зарядам $Z_{1\text{eff}} = Z_1 - N_1 = 13$ и $Z_{1\text{eff}} = Z_1 - N_1 = 22$, измеренным в указанных экспериментах. В дальнейшем не делалось различия между "тормозными" и ионными зарядами. Результаты расчета непрерывных потенциалов для канала (111) показаны на рис. 1, на котором приведены также непрерывные потенциалы типа Мольера в приближении, когда парный потенциал J-Au определяется взаимодействием точечных зарядов $Z_b = 13$ и $Z_b = 22$ с атомами Au:

$$U(r) = \frac{Z_b Z_2 e^2}{r} \sum_{i=1}^3 \beta_i \exp(-\alpha_i r / a_{\text{тф}}), \quad (3)$$

где Z_2 — атомный номер мишени, $a_{\text{тф}} = .8853 Z_2^{-1/3} a_0$, $\{\beta_i\} = \{.1, .55, .35\}$, $\{\alpha_i\} = \{6, 1.2, .3\}$, a_0 — боровский радиус. Из рис. 1 следует, что динамическое уменьшение потенциалов наиболее заметно в средней части канала (кривые 3, 4); потенциалы, отвечающие аппроксимации (3), напротив, с увеличением энергии растут (кривые 1, 2), что связано с увеличением Z_b .

Используя вычисленные потенциалы, были найдены частоты осцилляций по формуле (2) как функции амплитуды x_m . Зависящая от координаты x тормозная способность аппроксимировалась выражением

$$\frac{dE}{dz} = 34 Z_{1\text{eff}}^2 (1 + 16x^2/d_p^2) \text{ кэВ/мкм}. \quad (4)$$

(d_p — межплоскостное расстояние).

Квадратичная зависимость от x согласуется с теоретическими расчетами [3], выполненными для торможения альфа-частиц в Au ($Z_{1\text{eff}} = 2$, $E = 3$ МэВ). Самосогласованность формулы (4) подтверждается тем, что для протонов в аморфной мишени Au, усредняя dE/dz , по x в пределах от 0 до $d_r/2$, получим значение $2.14 \cdot 10^9$ эВ/см, тогда как экспериментальное значение равно $2.36 \cdot 10^9$ эВ/см [8].

В качестве дополнительного обоснования (4) заметим, что к аналогичному результату приводит использование для расчета dE/dz приближения локальной электронной плотности. В этом случае $dE/dz \sim n(x)$, где $n(x)$ — плотность электронов в канале. Разлагая $n(x)$ в ряд, в случае каналов симметричного типа придем (в первом приближении) к квадратичной зависимости от координаты x .

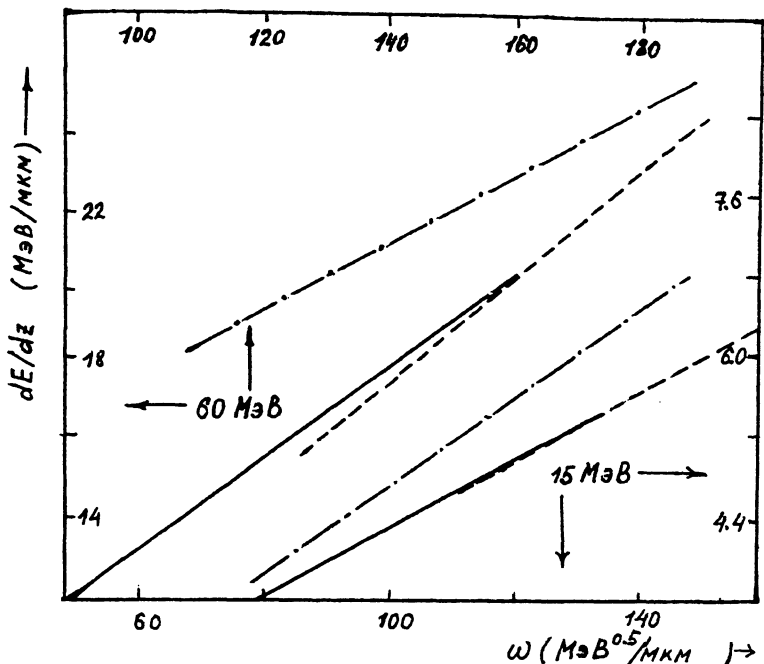


Рис. 2. Зависимость $S(\omega)$. Сплошные линии — эксперимент, пунктирные — теоретический расчет с потенциалами [6,9], штрих-пунктирные — с потенциалом (3). Три верхние кривые относятся к энергии 60 МэВ, а три нижние — к энергии 15 МэВ.

На заключительной стадии расчета формула (4) усреднялась по периоду поперечного движения частиц, а затем путем сопоставления с численно заданной функцией $\omega(x_m)$ была найдена зависимость $S(\omega)$. Рассчитанные кривые для потенциалов показаны на рис. 2 пунктиром, экспериментальные зависимости — сплошными линиями. Результаты расчета для потенциала (3) изображены штрих-пунктирными линиями. Рис. 2 свидетельствует о том, что теоретическая модель, отвечающая убывающим с ростом энергии потенциалам взаимодействия, достаточно хорошо согласуется с экспериментальными зависимостями, из которых следует увеличение отношения b/a в формуле (1) с ростом энергии ионов. Напротив, потенциал (3) приводит к уменьшению b/a и, очевидно, та же картина будет качественно выполняться для любого потенциала, возрастающего при увеличении энергии. С другой стороны, рис. 2 показывает согласие теоретических и экспериментальных величин $S(\omega)$ при переходе от меньшей к большей энергии,

что подтверждает правомерность использованного приближения $dE/dz \sim Z_{1\text{eff}}^2$, поскольку при наличии неучтенного формулой (4) влияния скорости такое совпадение было бы невозможным.

Таким образом, соотношение (1) обусловлено, с одной стороны, динамикой движения ионов в уменьшающемся с ростом энергии непрерывном потенциале кристалла, а с другой — зависимостью тормозной способности от координаты x — (4).

При более высоких энергиях ионов, когда $q \rightarrow 1$, следует ожидать уменьшения отношения b/a вплоть до минимальной величины, соответствующей заряду иона $Z_{1\text{eff}} = Z_1$. В этом случае непрерывный потенциал $U(x)$ стремится к предельной (максимальной) величине и более не зависит от E .

Список литературы

- [1] Datz S., Moak C.D., Noggle T.S. et al. // Phys. Rev. 1969. V. 179. P. 315–324.
- [2] Appleton B.R., Datz S., Moak C.D., Robinson M.T. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 54. P. 1452–1456.
- [3] Оцуки Е.Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир, 1985. 277 с.
- [4] Gemmell D.S. // Rev. Mod. Phys. 1974. V. 46. P. 129–227.
- [5] Dedkov G.V. // Rad. Eff. Lett. 1984. V. 86. P. 127–133.
- [6] Dedkov G.V. // Rad. Eff. 1987. V. 103. P. 157–185.
- [7] Дедков Г.В. Автореф. докт. дис. Нальчик, 1992.
- [8] Handbuch der Physik. Ed. by S. Flugge. Berlin, Springer-Verlag, 1958. V. 34. P. 193.
- [9] Дедков Г.В. // ЖТФ. 1982. Т. 52. В. 8. С. 1486–1492.

Кабардино-Балкарский
государственный университет
Нальчик

Поступило в Редакцию
24 июня 1994 г.
В окончательной редакции
26 октября 1994 г.