

## НОВЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО И ИОН-АТОМНОГО МЕХАНИЗМОВ ТОРМОЖЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ

*И.Х.Лемберг, А.А.Пастернак*

Показано, что использование полутолстой мишени в опытах по кулоновскому возбуждению ядер позволяет, анализируя форму  $\gamma$ -линии, доплеровски уширенную благодаря дезэкситации вылетевших в вакуум возбужденных ядер отдачи, исследовать процесс торможения последних в веществе.

Теория торможения Линдхарда, Шарфа и Шютта [1] (LSS теория) описывает тормозные потери в универсальных безразмерных единицах энергии ( $\epsilon$ ) и пробега ( $\rho$ ):

$$-\frac{d\epsilon}{d\rho} = \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_e + \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_n$$

Здесь первый член представляет собой электронную составляющую потерь, а второй – ядерную составляющую, связанную с упругими ион-атомами столкновениями. При условии

$$\frac{v}{c} < \frac{Z_1^{2/3}}{137} \quad \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_e = K \epsilon^{1/2}$$

$$\text{При } \epsilon > 0,01 \text{ справедлива аппроксимация: } \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_n = \frac{\Delta \epsilon^{1/2}}{0,67 \Delta + \epsilon}$$

Параметр электронных потерь "K" рассчитывается в теории, исходя из Z и A ядер движущегося иона и мишени, а параметр ядерных потерь, соответствующий теории LSS, равен 0,483.

Недавно появились эксперименты, которые свидетельствуют о значительных отклонениях  $(d\epsilon/d\rho)_e$  от теоретических значений, достигающих

50% и более [2]. Немногочисленные косвенные данные о  $(d\epsilon/d\sigma)_n$  [3] указывают на то, что как правило, последние отличаются от значений теории LSS на фактор  $0,4 \pm 1$ .

В целом особенно в области  $Z_1 > 40$  экспериментальные сведения о тормозных потерях очень скудны. Между тем соответствующие данные весьма важны, особенно в связи с широким распространением работ по измерению времен жизни ( $\tau$ ) короткоживущих связанных состояний ядер методом аттенюации доплеровского смещения (АДС) энергии  $\gamma$ -лучей (см. обзор [4]).

Трудности получения экспериментальных данных о  $d\epsilon/d\rho$  в традиционной постановке опытов обусловлены необходимостью иметь ускоренные пучки исследуемых тормозящихся ионов в широком диапазоне  $v$  и  $Z_1$  и изготовления тонких, однородных пленок исследуемого вещества. Другой способ получения сведений о процессе торможения — решение обратной задачи метода АДС (определение  $d\epsilon/d\rho$  при известном значении  $\tau$ ) — также наталкивается на существенные трудности, главными из которых являются почти полное отсутствие достаточно точных ( $< 10\%$ ) сведений о  $\tau$ , полученных другими методами, и практическая невозможность разделения вкладов электронной и ядерной составляющих в полную тормозную способность.

Нами предлагается принципиально новый метод исследования процесса торможения тяжелых ионов в веществе, позволяющий определить как  $(d\epsilon/d\rho)_e$  так и  $(d\epsilon/d\rho)_n$ . Идея метода состоит в следующем.

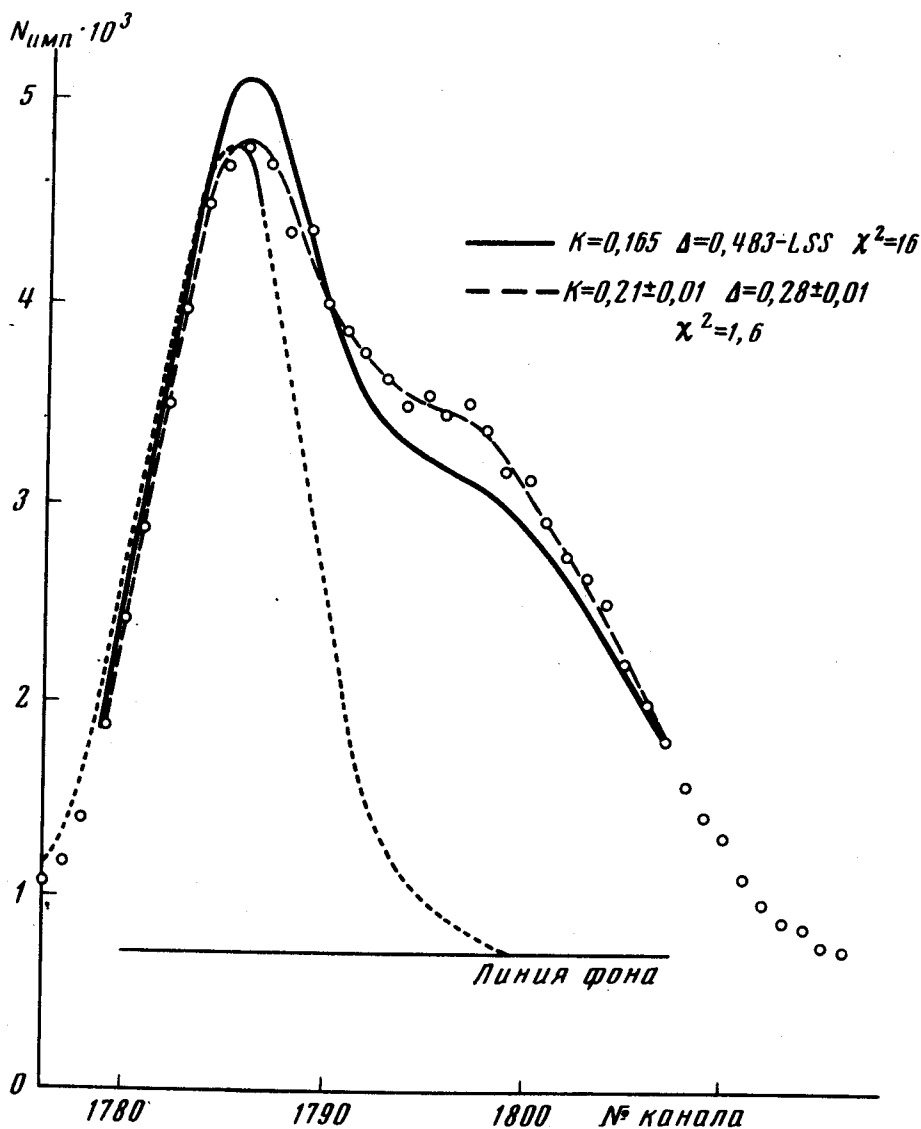
Пусть в результате бомбардировки ускоренным пучком тяжелых ионов имеет место кулоновское возбуждение (КВ), и  $\gamma$ -кванты, испускаемые возбужденными ядрами отдачи, регистрируются детектором, расположенным на оси пучка. Если  $\tau$  возбужденного состояния много больше характеристического времени торможения ( $\alpha$ ) ядер отдачи в твердом теле ( $\alpha \approx 1$  псек) и толщина мишени  $L$  сравнима с пробегом ( $R$ ) ядер отдачи, проецированным на направление начальной скорости, то форма наблюдаемой  $\gamma$ -линии, вследствие широкого распределения возбужденных ядер отдачи по величинам и направлениям начальной скорости, характерного для КВ, будет, во-первых, включать в себя вклад несмещенного  $\gamma$ -пика, обусловленного остановленными в мишени ядрами отдачи, во вторых отражать распределение ядер отдачи по проекциям скорости в момент вылета из мишени, зависящее от тормозных потерь и многократного рассеяния в веществе полутолстой мишени.

В силу того, что 1) дифференциальное сечение и функции угловой корреляции (УК) в случае КВ рассчитываются точно; 2) замедление относительно легких ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ) бомбардирующих частиц в полутолстой мишени носит чисто электронный характер и точно учитывается с помощью имеющихся таблиц; 3) форма  $\gamma$ -линии практически не зависит от  $\tau$  ( $\tau \gg \alpha$ ), оказывается возможным, точно измерив значение  $L$ , изучать процесс торможения ядер отдачи в веществе мишени путем анализа формы доплеровской  $\gamma$ -линии.

Ранее нами была рассчитана форма  $\gamma$ -линии для случая АДС  $L \gg R$ ,  $\tau$  сравнимо с  $\alpha$  [5]. В отличие от этого случая расчет формы линии при  $\tau \gg \alpha$ ,  $L \approx R$  потребовал более точного и детального учета эффекта многократного рассеяния ядер отдачи. Кроме того, необходимо было

учесть возмущение УК, вызываемое хаотическими сверхтонкими полями, действующими на ядро, вылетающее в вакуум со стороны возбужденной и ионизированной электронной оболочки.

В первом приближении отклонение значений  $d\epsilon/d\rho$  от значений, даваемых теорией LSS, можно описывать, сохраняя вид функций  $(d\epsilon/d\rho)_e$  и  $(d\epsilon/d\rho)_n$ , но считая "K" и  $\Delta$  параметрами, подлежащими определению.



Алгоритм программы реализованной на ЭВМ БЭСМ-4 позволяет рассчитать формы  $\gamma$ -линий при различных параметрах, сравнивать последние с экспериментальными гистограммами и определять оптимальные значения "K" и  $\Delta$ .

На основе описанной методики нами изучено торможение Cd в Cd и Ni в Ni. Толщины используемых полутолстых мишеней были определены с точностью лучшей 5% путем измерения энергетических потерь  $\alpha$ -частиц, испускаемых источником  $^{226}\text{Ra}$ . Бомбардирующими части-

цами служили  $^{12}\text{C}^{+4}$  с энергией 36 Мэв (для изотопов Cd) и  $^{14}\text{N}^{+4}$  с энергией 30 Мэв ( $^{61}\text{Ni}$ ). Анализировались формы  $\gamma$ -линий, соответствующие переходам с уровней 558 кэв  $^{114}\text{Cd}$ , 617 кэв  $^{112}\text{Cd}$ , 656 кэв  $\text{Ni}^{61}$  в основные состояния этих ядер.

Анализ формы  $\gamma$ -линий изотопов кадмия проводился в четырех опытах, в которых бомбардировались две мишени  $^{112}\text{Cd}$  и две  $^{114}\text{Cd}$  различной толщины.

Полученные средние значения "K" и  $\Delta$  соответственно равны  $0,211 \pm 0,017$  и  $0,30 \mp 0,03$  (LSS - K = 0,165;  $\Delta = 0,483$ ). В случае  $^{61}\text{Ni}$  K =  $0,145 \pm 0,015$ ,  $\Delta = 0,25 \mp 0,07$  (LSS - K = 0,155,  $\Delta = 0,483$ ).

На рисунке приведены экспериментальные (кружки) и расчетные формы  $\gamma$ -линий для мишени  $^{112}\text{Cd}$  ( $L = 655 \text{ мкг/см}^2$ ). Сплошная кривая соответствует теории LSS, пунктирная - оптимальным значениям K и  $\Delta$ . Точками изображена форма несмещенной  $\gamma$ -линии.

Наш результат для "K" в случае торможения Cd в Cd можно сравнить с результатом  $K = 0,212 \pm 0,017$  для достаточно близкого случая торможения ионов I в Ag [6]. Соответственно, наше значение  $\Delta$  согласуется со значением ( $\approx 0,3$ ), полученным при измерении проецированного пробега Ag в Ag [3]. Для проверки наших результатов в случае Ni мы специально предприняли изучение АДС энергии  $\gamma$ -лучей, испущенных в результате КВ первых уровней  $2^+$  изотопов  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{62}\text{Ni}$ . Для этих ядер, используя измеренные значения "K" и  $\Delta$  мы получили, что  $\tau$  составляют соответственно  $1,0 \pm 0,1$ ,  $1,1 \pm 0,1$ ,  $2,9 \pm 0,4 \text{ псек}$ , что согласуется с результатами независимых измерений  $\tau$  (соответственно  $0,95 \pm 0,03$ ,  $1,08 \pm 0,03$ ;  $2,5 \pm 0,1 \text{ псек}$ ). Описанную методику можно развить на случай торможения тяжелого ядра отдачи в инородной полутолстой подложке и изучать торможение тяжелых ионов в средах с различными Z. Нами предполагается проведение систематических исследований параметров торможения на базе изложенной выше методики с целью коррекции выводов теории LSS и уточнения полученных в результате исследования АДС значений  $\tau$ .

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
12 мая 1974 г.

### Литература

- [1] I.Linhard, M.Scharff, H.E.Schiott. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 33, 14, 1963.
- [2] P.Hvelplund, B.Fastrup. Phys. Rev., 165, 408, 1968.
- [3] A.E.Blaugrund, D.H.Yongblood, G.C.Morrison, R.E.Segel. Phys. Rev., 158, 893, 1967.
- [4] И.Х.Лемберг, А.А.Пастернак. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, №8, 1974.
- [5] К.И.Ерохина, И.Х.Лемберг, А.А.Пастернак. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, 1595, 1973.
- [6] C.D.Moak, M.D.Brown. Phys. Rev., 149, 244, 1966.