УДК 539.17.01

ОЦЕНКА ФАКТОРА ОСЛАБЛЕНИЯ КУЛОНОВСКОЙ ДИССОЦИАЦИИ ЛЕГКИХ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР ПРИ ИХ КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ

А. В. Степанов

Показано, что сечение некогерентной кулоновской диссоциации легких нейтронно-избыточных ядер в случае их каналирования в кристалле уменьшается в 10 – 100 раз по сравнению с сечением взаимодействия с аморфной мишенью и составляет несколько десятков миллибарн.

В работе [1] указано на возможность использования пучков легких нейтронно-избыточных ядер типа ^{11}Li, пролетающих через кристалл в режиме каналирования, для экспериментального исследования кулоновской диссоциации таких ядер. В режиме каналирования взаимодействие между падающим ядром (P) и ядром-мишенью (T) происходит при прицельных расстояниях $b \sim u_T$, где u_T – среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний ядер T в кристалле. Поскольку $u_T \sim 10^{-9}$ *см*, что значительно превышает сумму радиусов сталкивающихся ядер, сильное ядро-ядерное взаимодействие (с присущими ему неопределенностями) полностью подавлено. Вместе с тем при такой постановке эксперимента возможно и существенное уменьшение сечений кулоновской диссоциации ядер P по сравнению со случаем использования аморфной мишени. Поэтому в настоящей работе будут получены оценки фактора ослабления процесса кулоновской диссоциации в случае пучков ядер, каналирующих в кристаллической мишени. В работе [2] были выведены формулы для инклюзивных сечений взаимодействия ядер с низким порогом фрагментации, применимые в области энергий налетающих частиц, значительно превышающих этот порог. Для описания данных эксперимента с использованием каналирующих частиц можно ограничиться первым борновским приближением теории возмущений относительно кулоновского взаимодействия ядер. В этом приближении интегральное сечение отделения двух нейтронов от ядра ^{11}Li имеет вид [2]:

$$\sigma_{-2n} = 2\pi \int\limits_0^\infty bdb|\chi_s(b,\infty)|^2. \tag{1}$$

Здесь

$$\chi_s(b,z) = -(k/2) \int\limits_{-\infty}^{\infty} dz' U_s(b,z'), \tag{2}$$

$U_s(b,z)$ – безразмерный кулоновский потенциал [3], вызывающий диссоциацию ядер P. Ось z направлена вдоль волнового вектора падающих частиц $\mathbf{k}\,(\mathbf{b}\perp\mathbf{k})$. Пренебрегая влиянием возбуждения ядра T на процесс фрагментации падающих ядер P, заменим ядро-мишень точечным источником кулоновского поля с зарядом Z_Te. При взаимодействии на больших расстояниях необходимо учитывать экранирование кулоновского поля ядра T атомными электронами. Поэтому запишем энергию электростатического взаимодействия ядер P и T в виде

$$V_s(\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_T, \xi) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{Z_T e^2}{|\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_T + \mathbf{w}_j|} \varphi(\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_T, \xi). \tag{3}$$

Здесь ξ – переменные, описывающие внутреннее движение ядра P; $\mathbf{r}_P$ и $\mathbf{r}_T$ – координаты центров масс ядер P и T соответственно; $\mathbf{w}_j$ – координата j-го протона в ядре-снаряде в системе центра масс ядра P; Z_Pe – заряд ядра-снаряда. Для определенности выберем функцию φ в форме [4]

$$\varphi(\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_T, \xi) \equiv \varphi(\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_T + \mathbf{w}_j) = \exp[-\beta|\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_T + \mathbf{w}_j|], \tag{4}$$

где $\beta^{-1} \approx 0,8853 a_0 (Z_P^{1/2} + Z_T^{1/2})^{-2/3} \approx 0,8853 a_0 (Z_P^{2/3} + Z_T^{2/3})^{-1/2}$ – радиус экранирования, a_0 – первый боровский радиус.

Принимая во внимание, что $\beta|\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_T| \sim 1$, запишем в дипольном приближении $V_s(\mathbf{R},\xi)$ в следующем виде:

$$V_s(\mathbf{R},\xi) = \frac{Z_T e}{R^3}(\mathbf{R}\mathbf{d}_P)e^{-\beta R}(1+\beta R). \tag{5}$$

Были введены обозначения: $\mathbf{R} = \mathbf{r}_P - \mathbf{r}_T$; $\mathbf{d}_P = \sum\limits_{j=1}^{Z_P} e\mathbf{w}_j$ – электрический дипольный момент ядра P. Потенциал (5) представляет собой сумму произведений двух сомножителей, один из которых зависит только от $\mathbf{R}$, а другой – от ξ. При этом матричный элемент перехода $|i>_P \to |f>_P$ принимает вид

$$_P < f|V_s(\mathbf{R},\xi)|i >_P = \frac{4\pi}{3} Z_T e \sum_{\mu=-1}^{1} < f|e^{-\beta R} R^{-1}(1+\beta R) Y^*_{1\mu}\left(\frac{\mathbf{R}}{R}\right)|i >_{ex} M(E1,\mu). \tag{6}$$

Здесь

$$M(E1,\mu) = < f|d_P Y_{1\mu}(\mathbf{d}_P/d_P)|i >_{in} . \tag{7}$$

Индексы у матричных элементов означают использование волновых функций, описывающих движение центра масс (ex) и внутреннее движение (in). Ниже мы не будем писать эти индексы.

Введем обозначения

$$F_\mu(\mathbf{R},\beta) = e^{-\beta R} R^{-2}(1+\beta R) Y^*_{1\mu}(\mathbf{R}/R) \tag{8}$$

и

$$\tilde{F}_\mu(\mathbf{q},\beta) = \int d\mathbf{R} e^{i\mathbf{qR}} F_\mu(\mathbf{R},\beta) =$$

$$= 4\pi i Y^*_{1\mu}(\mathbf{q}/q) q^{-1}[1-\beta^2(\beta^2+q^2)^{-1}]. \tag{9}$$

В плосковолновом приближении

$$< f|e^{-\beta R} R^{-2}(1+\beta R) Y^*_{1\mu}(\mathbf{R}/R)|i > = \tilde{F}_\mu(\mathbf{q},\beta). \tag{10}$$

При вычислении сечения в результате усреднения по проекциям спина ядра P в начальном состоянии фактор $\overline{M(E1,\mu)M(E1,\mu')}$ образует известную приведенную вероятность перехода $B(E1)$ (см., например, [5]). Этот параметр не влияет на величину интересующего нас фактора ослабления реакции в режиме каналирования и ниже $B(E1)$ мы учитывать не будем.

Определим фактор ослабления процесса фрагментации в случае каналированного в кристалле пучка следующим соотношением:

$$R(\beta) = \int_0^\infty bdbW_c(b)\sigma^c_{-2n}(k,b) / \int_0^\infty bdbW_f(b)\sigma^f_{-2n}(k,b). \tag{11}$$

Здесь $\sigma^l_{-2n}(k,b)$ – сечение фрагментации при заданном прицельном параметре b в свободном пространстве $(l=f)$ и в режиме каналирования $(l=c)$; $W_l(b)$ – плотность вероятности реализации столкновения ядер с прицельным параметром b в свободном пространстве ($l = f$) и в режиме каналирования ($l = c$).

Рассмотрим сначала более простой случай, когда экранирование отсутствует и $\beta = 0$. Принимая во внимание, что $\sum\limits_{\mu=-1}^{1} \left| \int\limits_{-\infty}^{\infty} dz Y_{1\mu}^*(\mathbf{R}/R) R^{-2} \right|^2 = \frac{3}{\pi}\frac{1}{b^2}$, получим

$$R(0) = \int\limits_0^\infty W_c(b) b^{-1} db / \int\limits_0^\infty W_f(b) b^{-1} db. \quad (12)$$

Мы использовали для σ_{-2n} результаты плосковолнового приближения не только в случае свободного пространства, но и для режима каналирования, а также сократили множители в числителе и знаменателе (11), зависящие от энергии падающего ядра и связывающие потенциалы V_s и U_s [3].

В случае однородного распределения прицельных параметров при нулевом угле влета ядер пучка относительно оси кристалла θ

$$W_l(b) = \Theta(b - b^l_{min}) \Theta(b^l_{max} - b), \quad (13)$$

$\Theta(x)$ – ступенчатая функция, и

$$R(0) = \ln(b_{max}/b_{min})_c / \ln(b_{max}/b_{min})_f. \quad (14)$$

Полагая $b^c_{max} = b^f_{max} = 10^{-8}$ *см* и $b^c_{min} = 10^{-9}$ *см*, а $b^f_{min} = 10^{-12}$ *см*, получим в этом случае $R(0) = \ln 10/\ln 10^4 = 0,25$. В случае равновесного распределения прицельных параметров в режиме каналирования [4] ($\theta = 0$)

$$W_c(b) = -\ln(1 - (b/b^c_{max})^2) \Theta(b^c_{max} - b), \quad (15)$$

и после выполнения интегрирования по b для вышеуказанных значений b^c_{max}, b^f_{max} и b^f_{min} получим $R(0) \approx 0,55$. Таким образом, относительная вероятность кулоновской фрагментации ядра-снаряда $R(0)$ с случае равновесного распределения прицельных параметров b (толстый кристалл) в два раза превышает значение $R(0)$ для равномерного распределения b (тонкий кристалл). Это обусловлено видом W_c (15), допускающим значения прицельных расстояний 10^{-12} *см* $\leq b \leq 10^{-9}$ *см*.

Учет экранирования требует проведения несколько более сложных выкладок. Ограничимся для простоты случаем равномерного распределения прицельных расстояний b. Тогда, принимая во внимание (10) и следующие интегральные соотношения:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dze^{-\beta\sqrt{z^2+b^2}}(z^2+b^2)^{-3/2}(1+\beta\sqrt{z^2+b^2}) = K_1(b\beta)2\beta b^{-1}$$

и

$$\int_0^{\infty} bdb\left[\frac{2\beta}{b}K_1(\beta b)\right]^2 b^2 = 4\beta^2\{Q(\beta b_{min}) - Q(\beta b_{max})\},$$

где $Q(\beta b) = (b^2/2)[K_0(\beta b)K_2(\beta b) - K_1^2(\beta b)]$, $K_i(x)$ – модифицированная функция Бесселя i-го порядка, получим

$$R(\beta) = \frac{Q(\beta b^c_{min}) - Q(\beta b^c_{max})}{Q(\beta b^f_{min}) - Q(\beta b^f_{max})}. \qquad (16)$$

Принимая для $\beta^{-1} = a_0 \cdot 0,8853(Z_P^{2/3} + Z_T^{2/3})^{-1/2} = 0,086 \cdot 10^{-8}$ *см* для Fe и $0,048 \cdot 10^{-8}$ *см* для Pb, а также $b^f_{min} = R_P + R_T = (6,5+3,0)\cdot 10^{-13}$ *см* $= 9,5\cdot 10^{-13}$ *см*$(^{208}Pb + ^{11}Li)$ и $(4,2+3,0)\cdot 10^{-13}$ *см* $= 7,2\cdot 10^{-13}$ *см*$(^{56}Fe + ^{11}Li)$, получим из (16): $R^{Fe} = 1,0\cdot 10^{-2}$, $R^{Pb} = 2,5\cdot 10^{-3}$. Таким образом, экранирование уменьшает отношение R в 10 – 100 раз при $b^c_{min} = u_T = 10^{-9}$ *см* и оно принимает значения $R \approx 10^{-2} - 10^{-3}$. В реальных кристаллах $u_T \lesssim 0,5\cdot 10^{-9}$ *см*. При этом значении u_T соответствующие значения отношения R таковы: $R^{Fe} = 6,4\cdot 10^{-2}$ и $R^{Pb} = 2,0\cdot 10^{-2}$. Таким образом, фактор ослабления оказывается очень чувствителен к значениям параметров u_T и β. Величина u_T, очевидно, может быть уменьшена при охлаждении мишени. Используя полученные выше оценки для R, можно сделать вывод. что при постановке эксперимента с каналирующим через кристалл пучком ядер типа ^{11}Li следует ожидать значений сечения некогерентной кулоновской диссоциации равных по порядку величины $(0,1 - 0,01)\cdot(1-2)$ *б*, т.е. несколько десятков миллибарн. Вклад когерентных эффектов $\sim N^2$, где N – число ядер мишени, участвующих в когерентном возбуждении ядра-снаряда, может скомпенсировать вычисленный выше фактор ослабления в режиме каналирования. Действительно, полагая для получения оценки длину когерентности $l_{coh} = \beta^{-1}/\psi_L$, где ψ_L – угол Линдхарда [4], имеем $N = l_{coh}/a = (\beta a\psi_L)^{-1}$, a – постоянная решетки. Подставляя при кинетической энергии падающего ядра 0,1 – 1,0 *ГэВ/нуклон* характерные значения $\psi_L = 0,3\cdot 10^{-3} - 10^{-4}$ *рад*, имеем $N = 10^2 - 10^3$.

Аналогичное рассмотрение может быть проведено и для других инклюзивных сечений [2]. Итак, полученные выше оценки сечения кулоновской диссоциации легких нейтронно-избыточных ядер, пролетающих через кристалл в режиме каналирования, говорят в пользу адекватности предложенного ранее экспериментального метода [1].

Этот метод позволяет подавить вклады в сечение дезинтеграции от сильного (ядерного) взаимодействия сталкивающихся ядер и тем самым однозначно выделить кулоновский механизм реакции при достаточно больших значениях сечений. Величина этих сечений оказывается чувствительной к значениям радиуса экранирования и амплитуды тепловых колебаний ядер кристаллической мишени.

Автор признателен В. П. Заварзиной за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-3333).

ЛИТЕРАТУРА

[1] Заварзина В. П., Степанов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 3 – 4, 18 (1993).

[2] Степанов А. В., Краткие сообщения по физике ФИАН, N 11 – 12, 51 (1994).

[3] Заварзина В. П., Степанов А. В., ЯФ, **43**, 854 (1986); **49**, 113 (1989); **54**, 44 (1991).

[4] Линдхард Й., УФН, **99**, 249 (1969); Рябов В. А., Эффект каналирования. М., Энергоатомиздат, 1994; Gemmel D., Rev. Mod. Phys., **46**, 129 (1974).

[5] Давыдов А. С. Теория атомного ядра. М., Изд. физ.-мат. лит., 1959.

Институт ядерный исследований РАН Поступила в редакцию 9 февраля 1995 г.