УДК 539.171:539.172

ЭКСКЛЮЗИВНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^3H(p,pn)n^1H$ В ДИФРАКЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В. К. Тартаковский [1], А. В. Фурсаев [1], Б. И. Сидоренко

[1] *Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко*

Теоретически в дифракционном приближении исследован процесс полного расщепления тритонов ($^3H \to p+2n$) протонами с энергией 72 МэВ. Произведены оценка величины сечения трехчастичной дезинтеграции ядер ^3H относительно сечения реакции $^3H(p,pn)^2H$ и сравнение с экспериментальными данными [1].

Изучение процесса $p+^3H \to p+n+p'+n'$, где p', n, n' – нуклоны, образующиеся при полном развале тритона вследствие столкновения с протоном p, представляет интерес как теоретическая задача о четырех взаимодействующих нуклонах в связи с описанием экспериментов на совпадение [1] по расщеплению ядер ^3H протонами с энергией $E_0 \approx 70$ МэВ. В этих экспериментах в компланарной геометрии детектировались летящие под углами 45^0 к направлению падения протона два нуклона – протон и нейтрон.

Настоящая работа является продолжением работы [2], где в дифракционном приближении были рассчитаны дифференциальные сечения двухчастичного расщепления тритона $p+^3H \to p+n+^2H$ падающими протонами и результаты сравнивались с данными экспериментов [1]. Величины измеренных и рассчитанных сечений в области максимумов оказались близкими по величине, что указывало на основной вклад двухчастичного расщепления. Здесь рассчитан в дифракционном приближении также относительный вклад в наблюдаемые сечения [1] трехчастичного развала.

Общее выражение для дифференциального сечения трехчастичного расщепления ядер ^3H при столкновении с протонами можно представить в лабораторной системе отсчета в следующем виде ($h/2\pi = c = 1$):

$$d^{12}\sigma_3 = (2\pi)^4 \xi \delta(\vec{p}_0 - \vec{p}_p - \vec{p}_n - \vec{p}\,'_p - \vec{p}\,'_n)\,|\,M_{if}^{(3)}\,|^2 \times \\ \times \delta(E_0 - \varepsilon - E_p - E_n - E'_p - E'_n)\frac{d\vec{p}_p}{(2\pi)^3}\frac{d\vec{p}_n}{(2\pi)^3}\frac{d\vec{p}\,'_p}{(2\pi)^3}\frac{d\vec{p}\,'_n}{(2\pi)^3}, \tag{1}$$

где $\vec{p}_0(E_0)$, $\vec{p}_p(E_p)$, $\vec{p}_n(E_n), \vec{p}\,'_p(E'_p)$, $\vec{p}\,'_n(E'_n)$ – импульсы (энергии) соответстющего и рассеянного протона p, первого выбитого из тритона нейтрона n, выбитого протона p', второго нейтрона n'; ε – энергия связи ядра ^3H. Величина $M_{if}^{(3)}$ связана с амплитудой перехода $A_{if}^{(3)}(\vec{q})$ простым соотношением

$$M_{if}^{(3)} = \frac{4k}{3M} A_{if}^{(3)}(\vec{q}) , \tag{2}$$

$$A_{if}^{(3)}(\vec{q}) = -\int d^{(3)}\vec{r} \int d^{(3)}\vec{s} \int d^{(2)}\vec{\rho}\, \Psi^*_{\vec{f},\,\vec{u}}(\vec{r},\vec{s})\hat{\omega}_{123}\Psi_0(\vec{r},\vec{s})\exp(i\vec{q}\vec{\rho}) , \tag{3}$$

где $\Psi_0(\vec{r},\vec{s})$ и $\Psi_{\vec{f},\,\vec{u}}(\vec{r},\vec{s}) = \varphi_{\vec{f}}(\vec{r})\varphi_{\vec{u}}(\vec{s})$ – волновые функции начального (связанного) и конечного состояний трехнуклонной системы $nn'p'$; $\vec{r}$ – радиус-вектор, соединяющий первый нейтрон n с центром тяжести системы из протона p' и второго нейтрона n'; $\vec{s}$ – радиус-вектор, соединяющий нуклоны p' и n'; ξ – кинематический множитель, связанный с переходом от системы центра инерции к лабораторной системе [2, 3]; $\hat{\omega}_{123}$ – дифракционный оператор [2]; $\vec{k}$ – относительный импульс падающего протона и тритона; M – масса нуклона; $\vec{q}$ ($\vec{f}$) – переданный (относительный) импульс протона p (системы двух нуклонов p' и n'), которые в нерелятивистском случае определяются таким образом:

$$\vec{q} = \vec{p}_0 - \vec{p}_p \ , \quad \vec{f} = \vec{p}_n - \frac{1}{3}(\vec{p}_0 - \vec{p}_p) \equiv \vec{p}_n - \frac{\vec{q}}{3} \ , \quad \vec{u} = \frac{1}{2}(\vec{p}'_p - \vec{p}'_n) \ . \tag{4}$$

Так как энергия падающих протонов $E_0 \approx 70$ МэВ и переданные энергии и импульсы в экспериментах [1] были сравнительно невелики, будем учитывать взаимодействие продуктов реакции лишь в s-состоянии и, в соответствии с этим, использовать модельные волновые функции

$$\varphi_{\vec{f}}(\vec{r}) = \exp(i\vec{f}\vec{r}) - \sqrt{8}\exp(-\frac{f^2}{4\alpha^2} - \alpha^2 r^2) \ , \tag{5}$$

$$\varphi_{\vec{u}}(\vec{s}) = \exp(i\vec{u}\vec{s}) - \sqrt{8}\exp(-\frac{u^2}{4\lambda^2} - \lambda^2 s^2) \ . \tag{6}$$

При этом волновые функции $\Psi_0(\vec{r},\vec{s})$ и $\Psi_{\vec{f},\vec{u}}(\vec{r},\vec{s})$ в (3) ортогональны. Остальные величины и численные значения параметров структуры и взаимодействия такие же, как и в работе [2].

Поскольку в [1] регистрировались на совпадение только два нуклона (протон и нейтрон), то сечение (1) необходимо проинтегрировать по импульсам двух недетектируемых нуклонов. Так как регистрирующие устройства не различают двух конечных протонов (рассеянного и выбитого) и двух выбитых нейтронов, то необходимо сложить проинтегрированные сечения, найденные в следующих четырех случаях (ситуация подобна описанной в [4]):

1) интегрируем (1) по импульсам $\vec{p}'_p$ и $\vec{p}'_n$ ненаблюдаемых выбитых протона p' и второго нейтрона n'. При этом четыре интегрирования (например, по $\vec{p}'_p$ и E'_n) легко выполняются за счет наличия в (1) трехмерной импульсной и одномерной энергетической дельта-функций, а оставшиеся интегрирования (по углам вылета нейтрона n') выполняются численно. В результате имеем сечение

$$\frac{d^6\sigma_3}{d\vec{p}_p d\vec{p}_n} = \frac{1}{2M^3\sqrt{E_p E_n}} \frac{d^6\sigma_3}{d\Omega_p d\Omega_n dE_p dE_n} \equiv (2M^3\sqrt{E_p E_n})^{-1}\sigma_3^{(6)} \ . \tag{7}$$

Для измерений [1], не фиксирующих энергию нейтрона E_n, в (7) необходимо проинтегрировать по E_n, так что получим сечение $\sigma_3^{(5)} = d^5\sigma_3 / d\Omega_p d\Omega_n dE_p$;

2) интегрируя (1) по импульсам $\vec{p}_p$ и $\vec{p}'_n$, получим сечение

$$\frac{d^6\sigma_3}{d\vec{p}'_p d\vec{p}_n} = \frac{1}{2M^3\sqrt{E'_p E_n}} \frac{d^6\sigma_3}{d\Omega'_p d\Omega_n dE'_p dE_n} \equiv (2M^3\sqrt{E'_p E_n})^{-1}\sigma_3'^{(6)} \ ; \tag{8}$$

3) после интегрирования (1) по $\vec{p}'_p$ и $\vec{p}_n$ сечение имеет вид

$$\frac{d^6\sigma_3}{d\vec{p}_p d\vec{p}'_n} = \frac{1}{2M^3\sqrt{E_p E'_n}} \frac{d^6\sigma_3}{d\Omega_p d\Omega'_n dE_p dE'_n} \equiv (2M^3\sqrt{E_p E'_n})^{-1}\sigma_3''^{(6)} \; ; \quad (9)$$

4) интегрируя (1) по $\vec{p}_p$ и $\vec{p}_n$, получим сечение

$$\frac{d^6\sigma_3}{d\vec{p}'_p d\vec{p}'_n} = \frac{1}{2M^3\sqrt{E'_p E'_n}} \frac{d^6\sigma_3}{d\Omega'_p d\Omega'_n dE'_p dE'_n} \equiv (2M^3\sqrt{E'_p E'_n})^{-1}\bar{\sigma}_3^{(6)} \; . \quad (10)$$

В экспериментах [1] регистрировалось суммарное сечение

$$\sigma^{(6)} = \sigma_2^{(6)} + \sigma_3 \; , \quad (11)$$

$$\sigma_3 = \sigma_3^{(6)} + \sigma_3'^{(6)} + \sigma_3''^{(6)} + \bar{\sigma}_3^{(6)} \; , \quad (12)$$

где через $\sigma_2^{(6)}$ обозначено рассчитанное в [2] дифференциальное сечение двухчастичного расщепления тритона, а через σ_3 – суммарное сечение полной дезинтеграции ядра ^3H. При этом в формулах (7) - (10) необходимо положить $\theta'_p = \theta_p$, $\theta'_n = \theta_n$, $E'_p = E_p$, $E'_n = E_n$. Расчеты показали, что вклад сечения $\sigma_3^{(6)}$ пренебрежимо мал в сравнении с величиной сечений $\sigma_3'^{(6)}, \sigma_3''^{(6)}, \bar{\sigma}_3^{(6)}$.

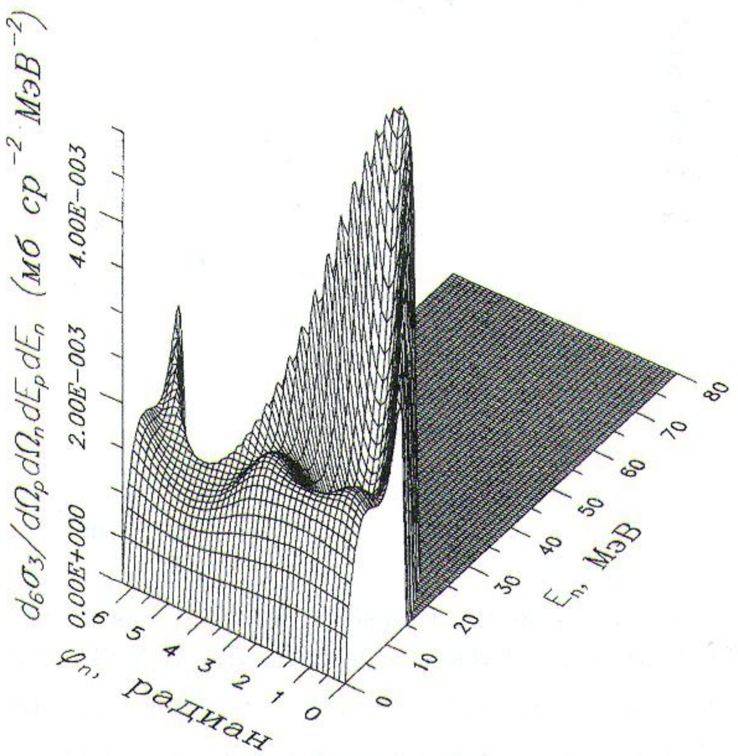

Рис. 1. Дифференциальное сечение $d^6\sigma_3 / d\Omega_p d\Omega_n dE_p dE_n$ трехчастичного развала тритона протонами с энергией E_0 = 72 МэВ в некомпланарной геометрии как функция азимутального угла вылета φ_n выбитого нейтрона из тритона и его энергии E_n. Энергия рассеянного протона E_p = 35 МэВ, углы вылета протона p и нейтрона n равны $\vartheta_n = \vartheta_p = 45°$.

В качестве иллюстрации на рис. 1 приводятся результаты расчетов сечения полного расщепления тритона $\sigma_3^{(6)}$ как функция энергии E_n выбитого первого нейтрона n в тритоне и его азимутального угла вылета φ_n. Полярные и азимутальные углы определяются в системе отсчета задаваемой единичными векторами $\vec{e}_x = [\vec{p}_0 \cdot \vec{p}_p]/p_0 p_p$, $\vec{e}_y = [[\vec{p}_0 \cdot \vec{p}_p] \cdot \vec{p}_0]/p_0^2 p_p$, $\vec{e}_z = \vec{p}_0/p_0$. Для кинематики эксперимента [1] значение $\varphi_n = \pi/2$. Из рельефа (см. рис. 1), следует, что изменение кинематических условий эксперимента [1] может существенно влиять на величину сечения трехчастичного развала.

На рис. 2 приведены зависимости от E_n рассчитанных сечений $\sigma_2^{(6)}$ (кривая *1*), $\sigma_3^{(6)}$ (кривая *2*) и измеренное сечение $\sigma^{(6)}$ для обозначенных кинематических условий эксперимента [1]. Видно, что в области максимума $\sigma_2^{(6)} >> \sigma_3^{(6)}$, так что вклад этой составляющей сечения полного расщепления ядра ^3H в наблюдаемое сечение [1] можно считать малым.

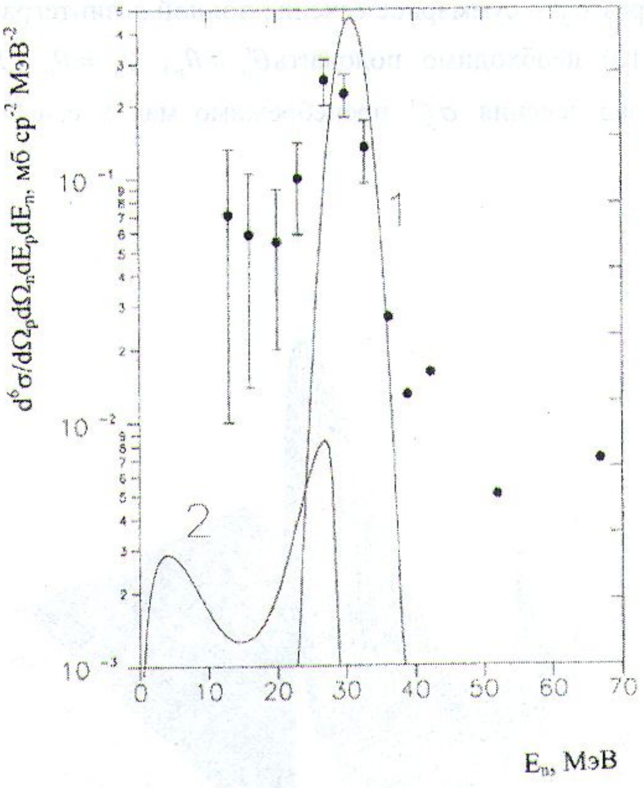

Рис. 2. Дифференциальное сечение трехчастичного (кривая *2*) и двухчастичного (кривая *1*) развалов тритона $d^6\sigma_3 / d\Omega_p d\Omega_n dE_p dE_n$ протонами с энергией E_0 = 72 МэВ в компланарной геометрии как функция энергии E_n. Энергия рассеянного протона E_p = 35 МэВ, углы вылета протона *p* и нейтрона *n* равны $\vartheta_n = \vartheta_p = 45°$, угол между направлениями вылета $\vartheta_{np} = 90°$.

Изложенные здесь результаты дополняют сообщение, опубликованное в [5]. Заметим, что отделить процесс полного (трехчастичного) расщепления ядер ^3H от двухчастичного при рассеянии протонов, т.е. наблюдать этот процесс в чистом виде в принципе можно, если в эксперименте регистрировать на совпадение рассеянный и выбитый протоны или нейтроны, освободившиеся при развале тритона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Пасечник М.В., Шостак В.Б., Бадовский В.П. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1983. - Т.47. - С. 28.
2. *Tartakovsky V.K., Fursayev A.V., Sidorenko B.I.* // УФЖ. - 1999. – Т. 44. - С. 1203.
3. *Давыдов А.С.* Теория атомного ядра. - М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1958.
4. *Гольдбергер М. Ватсон К.* Теория столкновений. - М.: Мир, 1967.
5. *Тартаковський В.К., Фурсаєв А.В., Сидоренко Б.І.* // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень НАН України, 1999. – С. 25 - 27.

ЕКСКЛЮЗИВНИЙ ПЕРЕРІЗ РЕАКЦІЇ $^3H(p,pn)n^1H$ У ДИФРАКЦІЙНОМУ НАБЛИЖЕННІ

В. К. Тартаковський, О. В. Фурсаєв, Б. І. Сидоренко

Теоретично в дифракційному наближенні досліджено процес повного розщеплення тритонів ($^3H \to p+2n$) протонами з енергію 72 МеВ. Проведено оцінку величини перерізу тричастинкової дезінтеграції ядер ^3H відносно перерізу реакції $^3H(p,pn)^2H$ і порівняно з експериментальними даними [1].

AN EXCLUSIVE CROSS SECTION OF REACTION $^3H(p,pn)n^1H$ IN DIFFRACTION APPROXIMATION

V. K. Tartakovsky, A. V. Fursaev, B. I. Sidorenko

A theoretical analysis in diffraction approach of full triton breakup process ($^3H \to p+2n$) at scattering of protons with energy 72 MeV is performed. An estimation of cross section magnitude of three particle breakup of ^3H nucleus is carried out in order to compare with reaction cross section $^3H(p,pn)^2H$. The comparison with experimental data [1] is done.