

УДК 539.525

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНОВ С  $E_D=15.3$  МэВ ЯДРАМИ  $^{12}\text{C}$  МЕТОДОМ УГЛОВЫХ  $d$ - $\gamma$ -КВАНТ КОРРЕЛЯЦИЙ**

**И.А. Конохова**

**INVESTIGATION OF THE  $^{12}\text{C}$  INELASTIC DEUTERON SCATTERING MECHANISM AT  $E_D=15.3$  MeV BY  $d$ - $\gamma$ -CORRELATION METHOD**

**I.A. Konyuhova**

Для выяснения механизма неупругого рассеяния дейтронов на ядре  $^{12}\text{C}$  ( $2^+$ , 4.44 МэВ) были проведены корреляционные эксперименты. На основе измеренных функций угловых корреляций были восстановлены все девять четных компонентов спин-тензоров матрицы плотности ядра  $^{12}\text{C}$  ( $2^+$ ). Полученные угловые зависимости этих компонентов сравнивались с теоретическими расчетами. Анализ показал, что неупругое рассеяние дейтронов ядрами  $^{12}\text{C}$  с возбуждением состояния  $2^+$  удовлетворительно описывается суммой механизмов коллективного возбуждения и срыва тяжелого кластера с ядра. Был определен параметр деформации ядра  $^{12}\text{C}$  ( $2^+$ )  $\beta_2 = -0.5$ .

The correlation experiments are conducted for interpretation inelastic deuteron scattering from  $^{12}\text{C}$  mechanism. The double-differential cross sections of the reaction  $2^+$  (4.44 MeV)  $^{12}\text{C}$  state were measured and the angular dependences of the density matrix even spin-tensors components were obtained. The experimental results are compared with theoretical ones under assumption of different mechanisms of the reaction. It is enough to use two mechanisms for good describing experimental data: collective interaction and heavy particle stripping. By this comparison the following value of the deformation parameter of  $^{12}\text{C}$  ( $2^+$ , 4.44 MeV) was found:  $\beta_2 = -0.5$ .

Источником ускоренных дейтронов в экспериментальной установке является 120-см циклотрон НИИЯФ МГУ; максимальная энергия ускоренных частиц составляет 7.5 МэВ/нуклон. На рис. 1. представлена схема экспериментальной установки. Пучок дейтронов проходит в вакуумную камеру рассеяния 2. В центре камеры размещается мишень 1 – пленка углерода толщиной 1.2 мг/см<sup>2</sup>. Для регистрации дейтронов, рассеянных на ядрах  $^{12}\text{C}$ , использовались четыре полупроводниковых кремниевых детектора поверхностно-барьерного типа 7 с угловым разрешением  $\pm 2^\circ$ .  $\gamma$ -кванты регистрировались четырьмя сцинтилляционными счетчиками с кристаллами NaI(Tl) (стандартные блоки БДЭГ-23) 6. Угловое разрешение  $\gamma$ -детекторов составляло  $\pm 13^\circ$ .

Неупругое рассеяние дейтронов на ядре  $^{12}\text{C}$  исследовалось с применением метода функций угловых корреляций ( $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_d)$ ) продуктов реакции [3]. Измерялась корреляция рассеянных дейтронов и  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma=4.44$  МэВ: для каждого угла рассеяния  $\theta_d$  при 5–9 значениях полярных углов вылета  $\gamma$ -квантов  $\theta_\gamma$  в интервале от  $20^\circ$  до  $150^\circ$  и 3–4 значениях азимутального угла  $\varphi_\gamma$  (из набора  $\varphi_\gamma = 180, 210, 225, 240$  и  $270^\circ$ ) измерялись двойные дифференциальные сечения  $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_d)$ . Общее время экспозиции в эксперименте составило более 150 часов. Статистические ошибки измеренных двойных дифференциальных сечений, как правило, не превышали 10–15 %.

Компоненты  $A_{kk}(\theta_d)$  спин-тензора матрицы плотности для каждого угла рассеяния дейтрона  $\theta_d$  находились из измеренных двойных дифференциальных сечений  $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_d) = d^2\sigma/d\Omega_\gamma d\Omega_d$  с помощью соотношения

$$W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_d) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{kk} \frac{1 + (-1)^k}{\sqrt{2k+1}} A_{kk}(\theta_d) Y_{kk}^*(\theta_\gamma, \varphi_\gamma), \quad (1)$$

где  $Y_{kk}$  – сферические функции от полярного  $\theta_\gamma$  и азимутального  $\varphi_\gamma$  углов вылета  $\gamma$ -кванта (сферическая система координат, с осью Z, направленной вдоль импульса падающих частиц, и плоскостью (X, Z), совпадающей с плоскостью реакции). Величины  $A_{kk}(\theta_d)$  в этой системе координат вещественны, причем  $A_{00} \equiv \rho_{00} = d\sigma/d\Omega$ , а сумма вычисляется по четным значениям  $k = 0, 2, 4$  и всем возможным проекциям  $k - k \leq \kappa \leq k$  (например, для  $k=4$ :  $\kappa=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4$ ). Соотношение (1) получено в [2] без предположений о конкретном механизме реакции, следовательно, величины  $A_{kk}(\theta_d)$  являются модельно-независимыми. Поэтому полученные экспериментальные зависимости  $A_{kk}(\theta_d)$  можно сравнивать с расчетами, выполненными в предположении различных моделей.

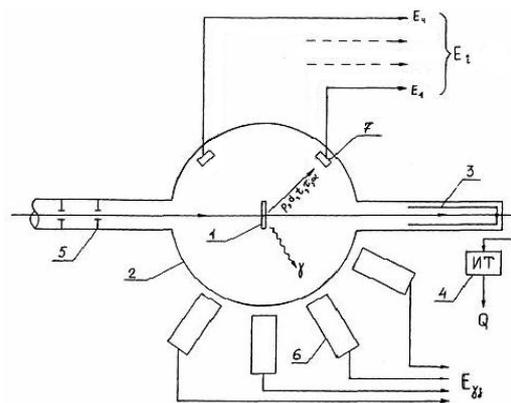


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – углеродная мишень; 2 – вакуумная камера рассеяния; 3 – цилиндр Фарадея; 4 – интегратор тока; 5 – ионопровод с коллимирующими сменными щелями; 6 – сцинтилляционные счетчики; 7 – детекторы d.

Начальное и конечное состояния реакции  $^{12}\text{C}(d, d)^{12}\text{C}$  характеризуются одними и теми же частицами, но процесс образования продуктов реакции может протекать по-разному. При энергии падающих частиц в несколько десятков МэВ в упругое

рассеяние дейтронов на углероде  $^{12}\text{C}(d, d)^{12}\text{C}$  могут давать вклад такие механизмы, как механизм коллективного возбуждения, срыв тяжелой частицы, последовательная передача нуклонов. Помимо перечисленных, вклад могут вносить и другие механизмы, но он, как показывают оценки, мал.

Расчет вкладов тех или иных механизмов осуществлялся с помощью специально разработанных для этих целей программ [1]. Во всех использованных вычислительных программах в качестве входных данных вводились параметры оптических потенциалов (ОП)<sup>1</sup> и параметры связанных состояний. В процессе выполнения расчетов значения некоторых параметров несколько менялись с учетом улучшения согласия расчетов с экспериментом.

Были получены расчетные угловые зависимости компонентов спин-тензоров матрицы плотности неупругого

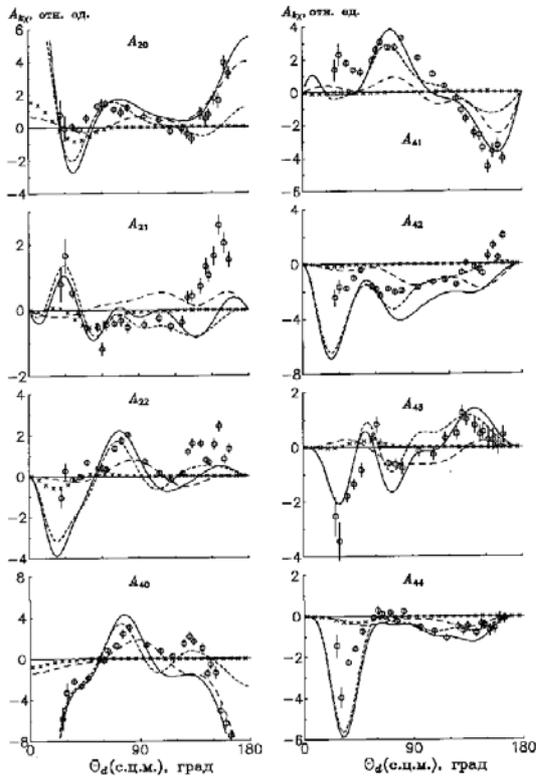


Рис. 2. Угловые зависимости компонентов  $A_{kk}$  спин-тензоров матрицы плотности состояния  $2^+(4.44 \text{ МэВ})$  ядра  $^{12}\text{C}$ , образованного в неупругом рассеянии дейтронов при  $E_d = 15.3 \text{ МэВ}$ . Кружки – экспериментальные результаты (статистические погрешности не превышают размера кружков). Кривые – расчеты в предположении различных механизмов реакции: длинный штрих – срыв тяжелой частицы, крестики – механизм последовательной передачи нуклонов, точки – сумма этих механизмов, короткий штрих – результаты расчета по ССВА, сплошная – сумма трех упомянутых процессов.

<sup>1</sup> Были использованы ОП  $d^{12}\text{C}$  взаимодействия в форме Вудса–Саксона со стартовыми параметрами, взятыми из [4] во входном канале для энергии 15.1 МэВ ( $V = 99.4 \text{ МэВ}$ ) и в выходном для энергии 10.6 МэВ ( $V = 113.2 \text{ МэВ}$ ).

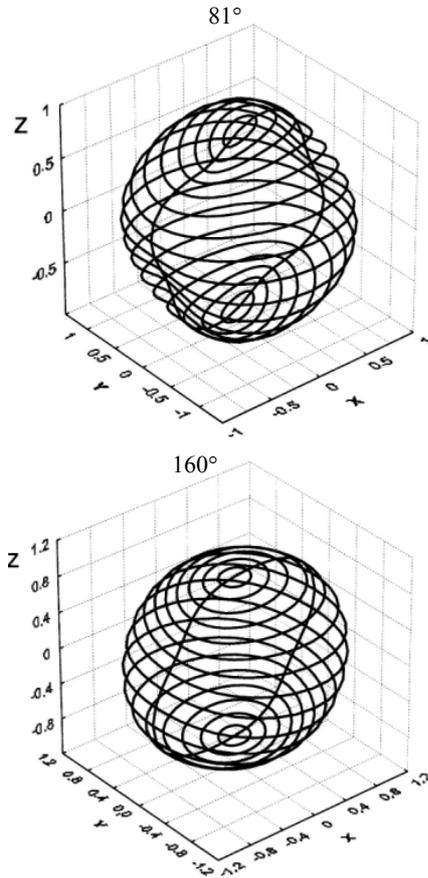


Рис. 3. Форма динамической деформации ядра  $^{12}\text{C}$  в состоянии  $2^+(4.44 \text{ МэВ})$ , образованном в неупругом рассеянии дейтронов при  $E_d = 15.3 \text{ МэВ}$ . Указаны углы регистрации дейтронов в л. с. Ось Z направлена по импульсу ядра отдачи.

ругого рассеяния  $A_{kk}(\theta_d)$  (рис. 2) с учетом вклада всех перечисленных механизмов. Механизм коллективного возбуждения оказался определяющим в передней полусфере углов  $\theta_d$ , а механизм срыва тяжелой частицы дал существенный вклад в области углов задней полусферы. Процесс последовательной передачи нуклонов замечен только в области углов  $\theta_d < 60^\circ$ . Суммарное теоретическое угловое распределение удовлетворительно описывает общий ход экспериментальной зависимости этих компонентов, хотя детального согласия не наблюдается.

По значениям компонентов спин-тензора матрицы плотности были рассчитаны тензоры ориентации  $t_{kk}(\theta_d)$  квадрупольного и гексадекупольного моментов конечного ядра относительно оси симметрии ядра (импульса ядра отдачи).

Наконец, на рис. 3 показана полученная на основе значений  $t_{kk}(\theta_d)$  динамическая деформация ядра  $^{12}\text{C}(2^+)$  для двух значений угла вылета дейтронов. Видно, что эта деформация кардинально отличается от статической, которая представляет собой сплюснутый эллипсоид вращения. Динамическая деформация в плоскости реакции (на рис. 3 она показана меридиональными разрезами) существенно меняется в зависимости от угла  $\theta_d$ : эллипс с боковыми выступами, подобный эпициклоиду, для  $\theta_d = 81^\circ$  и вытянутый неправильный эллипс для  $\theta_d = 160^\circ$ . Эти изменения зависят от угла  $\theta_d$  и наиболее заметны, в частности, в области больших углов рассеяния, где

важную роль играют механизмы, отличные от коллективного возбуждения.

Анализ динамической деформации ядра  $^{12}\text{C}(2^+)$  в неупругом рассеянии показывает, что она определяется в основном не статической деформацией (в настоящей работе получено значение  $\beta_2 = -0.5$ ), а механизмом образования конечного ядра.

#### *СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ*

1. Краткие описания программных средств ЭВМ НИИЯФ МГУ / Под ред. В.И. Саврина, Е.А. Романовского М.: Московский университет, 1988.

2. Зеленская Н.С., Теплов И.Б. Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях. М.: Энергоатомиздат, 1995.

3. Зеленская Н.С., Лебедев В.М., Спасский А.В. Исследование ориентированных ядерных систем методом угловых корреляций // Научные технологии. 2003. № 1.

4. Perey C.V., Perey. Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1976. 1. 17.

*НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова,  
ltr999@rambler.ru*