

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНОВ НА

^{12}C ПРИ $E_d = 15.3$ МЭВ МЕТОДОМ УГЛОВЫХ $d\gamma$ -КОРРЕЛЯЦИЙ

© 2005 г. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев,

Н. В. Орлова, О. И. Сериков, А. В. Спасский, И. А. Конюхова*

Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского

государственного университета, Россия

Представлены результаты измерений дифференциального сечения реакции $^{12}\text{C}(d, d)^{12}\text{C}$ при $E_d = 15.3$ МэВ с образованием ядра ^{12}C в основном и нижнем возбужденном состояниях. Энергетические зависимости дифференциального сечения реакции измерены для трех углов вылета дейтронов в интервале E_d от 12 до 15.3 МэВ. Для состояния $2^+(4.44$ МэВ) ядра ^{12}C измерены двойные дифференциальные сечения реакции $^{12}\text{C}(d, d\gamma)^{12}\text{C}$ и получены угловые зависимости четных компонентов спин-тензоров матрицы плотности, а также угловые зависимости заселенностей магнитных подуровней и компонентов тензоров ориентации мультипольных моментов. Экспериментальные результаты сопоставлены с теоретическими, рассчитанными в предположении различных механизмов реакции: коллективное взаимодействие, срыв тяжелой частицы, двухступенчатый механизм, учитывающий запаздывание во взаимодействии, образование составного ядра.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для выяснения механизма неупругого рассеяния дейтронов на ядре ^{12}C недостаточно исследования таких характеристик, как угловые и энергетические зависимости дифференциального сечения рассеяния. Более чувствительными к механизму

* wg2@anna19.sinp.msu.ru

взаимодействия являются данные корреляционных экспериментов [1]. В настоящее время такие экспериментальные данные для неупругого рассеяния дейтронов ядрами ^{12}C отсутствуют.

Угловые зависимости дифференциального сечения упругого и неупругого рассеяния дейтронов на ядрах ^{12}C и, в частности, рассеяния с возбуждением состояния $2^+(4.44 \text{ МэВ})$ ядра ^{12}C исследовались при близких энергиях в работах [2–4]. В работе [2] полученное при энергии $E_d = 13.7 \text{ МэВ}$ сечение неупругого рассеяния дейтронов в целом согласуется с расчетом по методу DWBA (Distorted Wave Born Approximation) с фактором коллективной модели и при параметре деформации $\beta_2 = |0.5|$ (знак не определен), однако для адекватного описания поляризации в упругом рассеянии потребовалось введение спин-орбитального взаимодействия ($V_{so} \approx 12 \text{ МэВ}$). В работе [3] авторы попытались описать то же самое угловое распределение неупруго рассеянных дейтронов на основе метода связанных каналов (Coupled Channel Born Approximation – CCBA) с параметром деформации ядра ^{12}C $\beta_2 = -0.5$, однако сечение в области больших углов вылета дейтронов ($\theta_d > 130^\circ$) таким расчетом удовлетворительно воспроизвести не удалось. В работе [4], где исследовалось только упругое рассеяние поляризованных дейтронов при $E_d = 15 \text{ МэВ}$, получено хорошее согласие с экспериментом при использовании оптической модели с $V_{so} \approx 2.5\text{--}4 \text{ МэВ}$. При бóльших значениях энергии ($E_d = 60.6\text{--}90 \text{ МэВ}$) анализ углового распределения ($\theta_d < 90^\circ$) неупруго рассеянных дейтронов по CCBA в [5] привел к оптимальному значению $\beta_2 = -0.48 \pm 0.02$, при этом спин-орбитальное взаимодействие не вводилось. Аналогичное значение параметра деформации ($|\beta_2| = 0.47 \pm 0.05$) было получено ранее в [6] при $E_d = 80 \text{ МэВ}$ также без использования спин-орбитального взаимодействия. С другой стороны, в [7] утверждается, что введение в оптический потенциал спин-орбитального взаимодействия при анализе упругого рассеяния дейтронов на ^{12}C при $E_d = 13.6 \text{ МэВ}$ значительно улучшает описание экспериментальных данных.

Таким образом, к настоящему времени не сложилось согласованного подхода к структуре оптических потенциалов, используемых в анализе обсуждаемой реакции. При изучении неупругого рассеяния как правило использовался только один механизм, что не позволяло получить адекватное согласие с экспериментом в широкой угловой области вылета дейтронов.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование угловых $d\gamma$ -корреляций в неупругом рассеянии дейтронов ядрами ^{12}C с возбуждением состояния $2^+(4.44 \text{ МэВ})$ этого ядра при энергии $E_d = 15.3 \text{ МэВ}$. Из угловых корреляций восстановлены все четные компоненты спин-тензоров матрицы плотности указанного состояния. Угловые зависимости полученных компонентов сравнивались с теоретическими, рассчитанными в рамках различных модельных представлений (коллективного взаимодействия, срыва тяжелой частицы, двухступенчатого механизма с учетом запаздывания во взаимодействии, модели составного ядра) и на этой основе оценен возможный вклад различных механизмов в исследованной реакции.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные исследования выполнены на циклотроне НИИЯФ МГУ с дейтронами, ускоренными до энергии 15.3 МэВ. Изменение энергии бомбардирующих частиц и формирование пятна пучка на мишени осуществлялось с помощью алюминиевых фольг и магнитных квадрупольных линз [8]. Энергетический разброс пучка составлял около 160 и 350 кэВ при $E_d = 15.3$ и 12 МэВ соответственно.

При измерении двойных дифференциальных сечений для регистрации дейтронов, рассеянных на ядрах ^{12}C , использовались 4 полупроводниковых кремниевых поверхностно-барьерных детектора с толщиной чувствительной области до 400 мкм. Напряжение смещения на детекторах подбиралось так, что толщина их чувствительной области совпадала с пробегом дейтронов, неупруго рассеянных на мишени. При этом высокоэнергичные протоны из реакции $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ не мешали идентификации дейтронов.

Детекторы располагались внутри камеры рассеяния диаметром 230 мм на столике с переменным углом наклона относительно горизонтальной плоскости.

Угловые и энергетические зависимости дифференциального сечения измерялись в отдельном эксперименте телескопом полупроводниковых детекторов, располагавшимся вне камеры рассеяния. Дейтроны из реакции в этом случае выводились из камеры через горизонтальную щель с тонким лавсановым окном. Угловое разрешение детекторов при измерении двойных дифференциальных сечений составляло $\pm 2^\circ$, а при измерении дифференциального сечения $\pm 1^\circ$.

γ -Кванты регистрировались четырьмя сцинтилляционными детекторами БДЭГ-23 с кристаллами NaI(Tl) высотой и диаметром 63 мм, которые были установлены с фиксированным интервалом по углу $\Delta\theta_\gamma = 32.5^\circ$ на подвижной горизонтальной кольцевой платформе вне камеры рассеяния. Угловое разрешение γ -детекторов составляло $\pm 13^\circ$ и учитывалось при обработке экспериментальных данных. Контроль относительной эффективности γ -детекторов проводился в ходе эксперимента путем поворота платформы на угол 32.5° , что обеспечивало повторное измерение (при трех углах) двойных дифференциальных сечений со сменой γ -детекторов.

При регистрации $d\gamma$ -совпадений использовалась энергетическая область γ -квантов от 2 до 5 МэВ. Измерение двойного дифференциального сечения для каждого угла θ_d выполнялось при 5–9 значениях полярных углов вылета γ -квантов θ_γ в интервале от 20° до 150° и 3–4-х значениях азимутального угла φ_γ (из набора $\varphi_\gamma = 180^\circ, 210^\circ, 225^\circ, 240^\circ$ и 270°). Таким образом, для каждого угла вылета дейтронов θ_d было получено от 15 до 36 значений двойных дифференциальных сечений, по которым с помощью метода линейной регрессии определялись (см. ниже) компоненты спин-тензоров матрицы плотности. На один угол θ_d в эксперименте зарегистрировано в среднем около 9500 совпадений, при

этом случайные совпадения составляли $\approx 30\%$ от этого значения. Статистические ошибки измеренных двойных дифференциальных сечений, как правило, не превышали 10–15%.

Информация о попадающих в детекторы дейтронах и γ -квантах поступала на обработку в измерительно-вычислительный комплекс, регистрирующего $d\gamma$ -совпадения в виде временных спектров и сортирующего информацию в ЭВМ с анализом временных и энергетических спектров по числовым окнам. Детальное описание экспериментальной установки и измерительно-вычислительного комплекса приведено в работе [9].

В качестве мишени использовалась углеродная пленка толщиной 1.9 мг/см^2 . Погрешность определения абсолютных значений дифференциального сечения составляла около 10%. Абсолютные значения двойных дифференциальных сечений определялись из привязки спин-тензора нулевого ранга к дифференциальному сечению.

Экспериментальные функции угловой корреляции $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_d) = d^2\sigma/d\Omega_\gamma d\Omega_d$ для каждого θ_d были параметризованы с помощью выражения [1]

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

где Y_{kk}^* – сопряженные сферические функции углов θ_γ и φ_γ вылета γ -кванта в сферической системе 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 $A_{00} \equiv d\sigma/d\Omega$, а сумма вычисляется по четным значениям $k = 0, 2$ и 4 и всем возможным проекциям k . Параметры $A_{kk}(\theta_d)$ с точностью до множителя являются компонентами спин-тензора матрицы плотности состояния конечного ядра [1]. Найденные компоненты $A_{kk}(\theta_d)$ использовались для определения других спиновых характеристик конечного ядра: заселенностей $P_{\pm M}(\theta_d)$ подсостояний M изучаемого уровня конечного ядра и тензоров ориентации $t_{kk}(\theta_d)$ мультипольных моментов ранга k относительно оси симметрии ядра (импульса ядра отдачи) [1].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Угловая зависимость дифференциального сечения рассеяния дейтронов $d\sigma/d\Omega(\theta_d)$, измеренная в интервале углов θ_d (л. с.) от 18° до 160° , приведена на рис. 1а и 1б. На рис. 1в представлены измеренные энергетические зависимости дифференциального сечения для углов вылета дейтронов $\theta_d = 40^\circ, 90^\circ$ и 130° в л. с.

Двойные дифференциальные сечения $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_d)$ реакции $^{12}\text{C}(d, d\gamma_{4.44})^{12}\text{C}$ измерены для 24 углов рассеяния дейтронов θ_d в интервале от 22° до 160° (л. с.) в нескольких плоскостях регистрации γ -квантов φ_γ относительно плоскости реакции. На рис. 2 для примера приведены измеренные функции угловой корреляции (ФУК) $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_d)$ для углов $\theta_d = 48^\circ$ и 150° в л. с. Хорошее качество 9-параметрической подгонки (1) методом наименьших квадратов продемонстрировано на этом рисунке сплошными кривыми.

На основе этой параметризации были восстановлены все четные компоненты спин-тензоров матрицы плотности состояния $2^+(4.44 \text{ МэВ})$ ядра ^{12}C (рис. 3). Значения уровня достоверности для большинства углов θ_d оказались не хуже 0.2.

С помощью полученных спин-тензоров найдены значения заселенностей $P_{\pm M}(\theta_d)$ для всех проекций $|M|$ спина $J_f = 2$. Угловые зависимости $P_{\pm M}(\theta_d)$ с $M = 1$ и 2 приведены на рис. 4а. Значение заселенности с $M = 0$ однозначно определяется из соотношения нормировки: $P_0(\theta_d) + 2P_{\pm 1}(\theta_d) + 2P_{\pm 2}(\theta_d) = 100\%$. Часть экспериментальных угловых зависимостей компонентов тензоров ориентации $t_{kk}(\theta_d)$ мультипольных моментов показана на рис. 4б.

Отметим ряд качественных особенностей полученных экспериментальных зависимостей. Все измеренные функции возбуждения не имеют четко выраженных резонансных осцилляций и слабо меняются с ростом энергии (рис. 1в), что характерно для прямых процессов. В угловых распределениях дифференциального сечения упруго и неупруго рассеянных дейтронов (рис. 1а, 1б) наблюдается подъем сечения на больших

углах. Форма углового распределения на рис. 1б похожа на ту, которая наблюдалась нами ранее в реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, ^3\text{He})^{12}\text{C}(2^+, 4.44 \text{ МэВ})$ [10].

Значение двойного дифференциального сечения в перпендикулярной плоскости при $\theta_\gamma = 90^\circ$ заметно отличается от нуля (рис. 2). Аналогичное поведение ФУК наблюдалось и в неупругом рассеянии ядер ^3He на ^{12}C . Отметим, что значение ФУК в неупругом рассеянии α -частиц в перпендикулярной плоскости близко к нулю [10]. Далее, в неупругом рассеянии дейтронов, подобно рассеянию ^3He , заметно заселяется подсостояние с $|M| = 1$ (при рассеянии α -частиц это состояние практически не заселяется, что характерно для рассеяния частиц с нулевым спином при отсутствии заметного вклада процессов, учитывающих запаздывание во взаимодействии [10]). Заселение $P_{\pm 1}$ в неупругом рассеянии ядер ^3He на ^{12}C в работе [10] объяснялось как влиянием спин-орбитального взаимодействия в коллективной модели, так и возможным вкладом двухступенчатых механизмов, учитывающих запаздывание. Очевидно, эти процессы необходимо учитывать и при анализе неупругого рассеяния дейтронов.

Зависимость всех компонентов спин-тензоров от угла рассеяния θ_d (рис. 3) носит осциллирующий характер, причем для некоторых из них размах осцилляций в области больших углов больше, чем на передних углах. Последнее может быть связано с влиянием обменных механизмов, таких как срыв тяжелой частицы.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные экспериментальные данные сравнивались с теоретическими, рассчитанными в предположении четырех механизмов неупругого рассеяния: коллективного возбуждения ротационной полосы в ядре ^{12}C , основанной на нижнем 0^+ -состоянии, механизма срыва тяжелого кластера с ядра мишени, двухступенчатого механизма с учетом запаздывания во взаимодействии и механизма образования составного ядра.

Во всех использованных вычислительных программах в качестве входных данных вводятся параметры оптических потенциалов (ОП) и параметры связанных состояний. Для стартовых потенциалов использованы ОП d - ^{12}C взаимодействия в форме Вудса–Саксона с параметрами, взятыми из [11] во входном канале для энергии 15.1 МэВ ($V = 99.4$ МэВ) и в выходном для энергии 10.6 МэВ ($V = 113.2$ МэВ). При выполнении расчетов значения некоторых параметров (в основном, геометрические параметры мнимой части потенциала) несколько менялись, исходя из улучшения согласия расчетов с экспериментом. Окончательные наборы параметров приведены в таблице (использованы обычные обозначение параметров – см. [11]). Здесь же приведены значения геометрических параметров потенциалов связанных состояний для механизма срыва тяжелой частицы. Глубины этих потенциалов находились по соответствующим энергиям связи.

Механизм коллективного возбуждения. Расчеты в рамках модели коллективного возбуждения проводились методом связанных каналов с помощью модифицированной программы CHUCK [12] и ряда вспомогательных программ для вычисления корреляционных характеристик.

Всю совокупность экспериментальных данных по рассеянию дейтронов удалось описать наилучшим образом с потенциалом $D1$ для входного и выходного каналов. Параметр квадрупольной деформации ядра β_2 при подгонке менялся в пределах от ± 0.3 до ± 0.8 . Варьирование абсолютного значения $|\beta_2|$ влияло, в основном, на абсолютную величину компонентов $A_{kk}(\theta_d)$, тогда как форма угловых зависимостей $A_{kk}(\theta_d)$ менялась слабо. Оптимальное согласие теоретических и экспериментальных угловых зависимостей $A_{kk}(\theta_d)$ было достигнуто при значении $\beta_2 = -0.5$, близкого к тому, которое получено нами при исследовании угловых корреляций в других реакциях с образованием ядра $^{12}\text{C}(2^+, 4.44$ МэВ) [13–16]. Заметим, что в настоящей работе абсолютное значение параметра β_2

выбиралось из согласия с экспериментом расчетного углового распределения, соответствующего суммарному вкладу всех механизмов неупругого рассеяния дейтронов.

Для оценки влияния спин-орбитального взаимодействия на корреляционные характеристики глубина соответствующей части оптического потенциала Вудса–Саксона варьировалась в пределах 5–10 МэВ.

Механизм срыва тяжелой частицы. Расчеты в предположении механизма срыва тяжелой частицы (диаграмма *a* на рис. 5) выполнены методом искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия с помощью программы OLYMP-3 [17] с учетом спин-орбитального взаимодействия. Для входного канала использован потенциал $D1$, а для выходного – $D2$. Значения приведенных ширин распада ядра ^{12}C на $^{10}\text{B} + d$ рассчитывались по программе ШИРИНА [18], учитывающей возбужденные состояния ядра ^{10}B . Для описания состояний ядер использовались волновые функции, полученные в [19]. Следует отметить, что проведенные для этого механизма расчеты выявили заметное влияние спин-орбитального взаимодействия на поведение угловых зависимостей изучаемых корреляционных характеристик.

Механизм последовательной передачи нуклонов. Механизмы, учитывающие запаздывание во взаимодействии, являются поправками второго порядка к обычным одноступенчатым механизмам и иллюстрируются четырехугольными диаграммами. Для количественной оценки вклада процессов запаздывания в исследуемой реакции использовалась программа QUADRO [20], основанная на методе искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия. Четырехугольные диаграммы, иллюстрирующие учтенные нами двухступенчатые механизмы в неупругом рассеянии дейтронов на ^{12}C , показаны на рис. 5б и 5в. Амплитуды этих механизмов суммировались когерентно с амплитудой механизма срыва тяжелой частицы. При расчетах параметры ОП для входного канала были выбраны такими же, как и для расчета амплитуды механизма срыва тяжелой частицы, но без спин-орбитального члена, а для выходного канала использован

потенциал $D3$. Значения геометрических параметров потенциалов связанных состояний были практически одинаковыми для всех 8 вершин и составляли $r_V = 1.25$ Фм и $a_V = 0.5$ Фм.

Механизм составного ядра. Для оценки вклада механизма образования составного ядра выполнены расчеты компонентов спин-тензоров матрицы плотности в рамках статистической модели. Использована программа CNCOR [21], учитывающая искажения в начальном, конечном и конкурирующих каналах. Принималась во внимание возможность распада составного ядра по каналам вылета n , p , d , и α -частиц (t и ${}^3\text{He}$ не рассматривались из-за больших отрицательных значений Q соответствующих реакций). Параметры плотности уровней и энергии спаривания были взяты из [22]. Для ОП входного и выходного каналов использовались те же наборы параметров, что и в расчетах по ССВА, а для конкурирующих каналов эти наборы взяты из [11].

Результаты расчетов показали, что вклад механизма образования составного ядра в дифференциальное сечение, а также в компоненты спин-тензоров матрицы плотности мал. Это подтверждается относительной плавностью функций возбуждения упругого и неупругого рассеяния дейтронов ядрами ${}^{12}\text{C}$ в области $E_d = 15$ МэВ (рис. 1*в*). Важно и то, что данный механизм приводит к симметричным (относительно 90°) угловым зависимостям для всех спиновых характеристик, что явно не соответствует эксперименту. В силу вышесказанного (и для упрощения рисунков) при сравнении расчетных кривых с экспериментом этот механизм далее не учитывался.

5. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Проведем сравнение расчетных и экспериментальных характеристик рассеяния дейтронов на ${}^{12}\text{C}$. Результаты расчетов угловых распределений дифференциальных сечений реакции приведены на рис. 1*а* и 1*б*.

На рис. 1а приведены расчеты сечения упругого рассеяния по стандартной оптической модели с потенциалом $D1$ при глубине его спин-орбитальной части 2.5 МэВ (сплошная кривая) и 5 МэВ (штрих). Принципиальной разницы между этими вариантами не наблюдается, хотя при $V_{so} = 5$ МэВ согласие с экспериментом несколько лучше, и это значение V_{so} было использовано нами при описании неупругого рассеяния.

Расчетные угловые зависимости сечения неупругого рассеяния $d\sigma/d\Omega \equiv A_{00}(\theta_d)$ (рис. 1б) получены с учетом вклада всех обсужденных в предыдущем разделе механизмов. Как и следовало ожидать, механизм коллективного возбуждения оказался определяющим в передней полусфере углов θ_d , а механизм срыва тяжелой частицы дает существенный вклад в области углов задней полусферы. Процесс последовательной передачи нуклонов заметен только в области углов $\theta_d < 60^\circ$ и позволяет заполнить первый минимум (при $\theta_d \approx 50^\circ$), образующийся в расчетах по ССВА. Суммарное теоретическое угловое распределение достаточно хорошо согласуется с экспериментальным.

Расчетные зависимости остальных компонентов $A_{kk}(\theta_d)$ приведены на рис. 3. Результаты сравнения показывают, что здесь ситуация менее однозначна. Механизм коллективного возбуждения по-прежнему остается основным в передней полусфере углов θ_d , тогда как процесс срыва тяжелой частицы на больших углах оказывается определяющим только для некоторых компонентов $A_{kk}(\theta_d)$ (A_{20} , A_{40} , A_{41} , A_{43}). Двухступенчатый механизм, иллюстрируемый четырехугольными диаграммами, проявляется, в основном, в угловых зависимостях компонентов с $k = 2$ в передней области углов θ_d , не влияя существенно на качество согласия с экспериментом. Согласие суммарных теоретических кривых с экспериментом носит по преимуществу качественный характер, т.к. расчет не дает детального описания $A_{kk}(\theta_d)$ во всей исследованной области углов θ_d . Аналогичный вывод можно сделать и при анализе рис. 2 (штриховые кривые).

Рассчитанные угловые зависимости заселенностей $P_{\pm M}(\theta_d)$ приведены на рис. 4а. Показаны также относительные вклады в результирующие кривые отдельных механизмов.

При описании заселенностей оказалось принципиально важным включение спин-орбитального взаимодействия в ССВА. Без учета этого взаимодействия рассчитанные $P_{\pm 1}(\theta_d)$ равны нулю. Тем не менее, один механизм ССВА не описывает угловую зависимость $P_{\pm 1}(\theta_d)$ из-за малости относительного вклада. Учет двухступенчатого механизма приводит к появлению в угловой зависимости $P_{\pm 1}(\theta_d)$ максимума в области малых углов, сравнимого по амплитуде с экспериментальным. Угловая зависимость компоненты $P_{\pm 2}(\theta_d)$ в основном определяется процессами коллективного возбуждения и срыва тяжелой частицы.

Часть рассчитанных тензоров ориентации $t_{kk}(\theta_d)$ квадрупольного и гексадекупольного моментов конечного ядра вместе с экспериментальными данными приведена на рис. 4б. Видно, что расчет удовлетворительно описывает общий ход экспериментальной зависимости этих компонентов, хотя детального согласия не наблюдается.

Наконец, на рис. 6 показана полученная на основе экспериментальных значений $t_{kk}(\theta_d)$ динамическая деформация [23] 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. 6 она показана меридиональными разрезами) существенно меняется в зависимости от угла θ_d : эллипс с боковыми выступами, подобный эпициклоиде, для $\theta_d = 81^\circ$ и вытянутый неправильный эллипс для $\theta_d = 160^\circ$. Эти изменения зависят от угла θ_d и наиболее заметны при тех θ_d , для которых значения $t_{4k}(\theta_d)$ максимальны, в частности, в области больших углов рассеяния, где важную роль играют механизмы, отличные от коллективного возбуждения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты эксперимента и их теоретический анализ показывают, что неупругое рассеяние дейтронов ядрами ^{12}C с возбуждением состояния $2^+(4.44 \text{ МэВ})$ в основном удовлетворительно описывается суммой двух простейших механизмов: механизма коллективного возбуждения и срыва тяжелого кластера с ядра-мишени. Первый из них дает определяющий вклад в области малых углов рассеяния, а второй существенен в области больших углов. Кроме того, в механизм рассеяния в передней области углов дают заметный вклад и более сложные процессы, учитывающие запаздывание во взаимодействии. Только включение этих процессов позволяет хотя бы на качественном уровне понять поведение угловой зависимости заселенности $P_{\pm 1}(\theta_d)$. 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.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственной программы “Университеты России” (грант № 02.02.506) и гранта “Научные школы” (НШ-1619.2003.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н. С. Зеленская, И. Б. Теплов, *Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях* (Энергоатомиздат, Москва, 1995).
2. H. Guratzsch, J. Slotta, G. Stiller, Nucl. Phys. A **140**, 129 (1970).
3. M. Tanifuji, O. Mikoshiba, T. Terasawa, Nucl. Phys. A **388**, 621 (1982).
4. C. E. Busch, T. B. Clegg, S. K. Datta, E. J. Ludwig, Nucl. Phys. A **223**, 183 (1974).
5. O. Aspelund, G. Hrehuss, A. Kiss *et al.*, Nucl. Phys. A **253**, 263 (1975).

6. G. Duhamel, L. Marcus, H. Langevin-Joliot *et al.*, Nucl. Phys. A **174**, 485 (1971).
7. А. Н. Верещагин и др., Изв. АН СССР. Сер. физ. **33**, 2064 (1969).
8. И. Б. Теплов, Л. Н. Фатеева, ПТЭ, № 6, 45 (1965).
9. Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, А. В. Спасский, Научные технологии, **4**, 19 (2003).
10. А. В. Игнатенко и др., ЯФ **57**, 195 (1994).
11. C. V. Perey, F. G. Perey, Atomic Data and Nucl. Data Tables. **17**, 1 (1976).
12. P. D. Kunz and J. Sejpek, *The Niels Bohr Ins., Comp. Prog. Library, Computer Code CHUCK* (modified by R.N. Boyd, H. Clement and E. Sugarbaker for the calculation of angular correlations), 1977.
13. А. В. Игнатенко и др., Изв. РАН. Сер. физ. **63**, 70 (1999).
14. В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ **62**, 1546 (1999).
15. А. В. Игнатенко и др., Изв. РАН. Сер. физ. **63**, 1037 (1999).
16. В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, Изв. РАН. Сер. физ. **65**, 724 (2001).
17. О. Ю. Балашова, Н. С. Зеленская, А. А. Овчинникова, *Краткие описания программных средств ЭВМ НИИЯФ МГУ* (Изд-во МГУ, Москва, 1978), с. 97.
18. Н. С. Зеленская, Т. А. Ющенко. *Краткие описания программных средств ЭВМ НИИЯФ МГУ* (Изд-во МГУ, Москва, 1978), с. 47.
19. А. Н. Бояркина, *Структура ядер 1p-оболочки* (Изд-во МГУ, Москва, 1973).
20. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, *Тезисы докладов 52 Сессии по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Москва, 18–22 июня 2002* (Москва, 2002), с. 267.
21. T. L. Belyaeva *et al.*, Comput. Phys. Commun. **73**, 161 (1992).
22. Ю. В. Соколов, *Плотность уровней атомных ядер* (Энергоатомиздат, Москва, 1990).
23. Н. С. Зеленская, И. Б. Теплов, Изв. АН СССР. Сер. физ. **54**, 2183 (1990).