

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.17.01

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В РЕАКЦИИ
 $^{12}\text{C}(\alpha, p\gamma)^{15}\text{N}$ ПРИ $E_\alpha = 30.3$ МэВЛ. И. Галанина, Н. С. Зеленская, А. В. Игнатенко, В. М. Лебедев,
Н. В. Орлова, А. В. Спасский, О. И. Сериков

(НИИЯФ)

E-mail: wg2@anna19.npi.msu.su

Приводятся результаты измерений угловых p - γ -корреляций и анализ механизма реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p\gamma)^{15}\text{N}$. Восстановлены четные компоненты спин-тензора матрицы плотности состояния $3/2^-$ (6.32 МэВ) ядра ^{15}N для углов вылета протонов от 30 до 160°. Показано, что механизм поэтапной передачи тяжелого кластера с учетом запаздывания во взаимодействии важен при описании корреляционных характеристик реакции.

Введение

Известно, что в реакциях с полутяжелыми ионами (α -частицами в том числе) механизм протекания ядерной реакции взаимосвязан со структурой участвующих в ней ядер. Чувствительным инструментом исследования таких реакций являются эксперименты по измерению угловых y - γ -корреляций продуктов ядерных реакций типа $A(x, y\gamma)B$. В отличие от угловых распределений дифференциального сечения реакции, которые успешно интерпретируются в рамках метода искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия (МИВОКОР) [1, 2], для удовлетворительного описания совокупности корреляционных характеристик простейших одноступенчатых механизмов оказывается недостаточно. Большая информативность корреляционных экспериментов позволяет предположить, что их анализ даст возможность оценить роль механизмов реакции, отличных от простейших, например механизмов, учитывающих запаздывание во взаимодействии. Первые количественные оценки вклада такого механизма [3, 4] в реакциях с полутяжелыми ионами показали важность его учета.

Цель работы — исследовать угловые корреляции и оценить роль различных механизмов в реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p\gamma)^{15}\text{N}$.

Теоретический анализ полученных экспериментальных данных проводился для полюсных механизмов, для механизмов, описываемых четырехугольной диаграммой с учетом запаздывания во взаимодействии, а также в модели составного ядра.

1. Методика эксперимента и восстановления спин-тензора матрицы плотности

Экспериментальные исследования выполнены на 120-см циклотроне НИИЯФ МГУ с α -частицами с энергией 30.3 МэВ. Протоны из реакции регистрировались четырьмя кремниевыми полупроводнико-

выми детекторами, которые крепились на столике в камере рассеяния диаметром 23 см под различными углами θ_p относительно направления пучка α -частиц на расстоянии 75 мм от мишени. Положение столика относительно горизонтальной плоскости (угол φ_γ) можно было менять, поворачивая его по оси, совпадающей с осью пучка ускоренных α -частиц. Угловое разрешение детекторов при измерении двойных дифференциальных сечений составляло $\pm 2.5^\circ$, а при измерении дифференциального сечения $\pm 1^\circ$.

γ -Кванты регистрировались четырьмя сцинтилляционными счетчиками типа БДЭГ-23 с угловым разрешением $\pm 13^\circ$, расположенными с интервалом 32.5° под четырьмя углами θ_γ относительно направления пучка на горизонтальной вращающейся платформе вне камеры рассеяния.

Энергетический и временной анализ продуктов реакции проводился с помощью измерительно-вычислительного комплекса с распределенной архитектурой, включающей несколько уровней обработки информации. Детальное описание экспериментальной установки и измерительно-вычислительного комплекса приведено в работах [5, 6].

Энергия α -частиц из циклотрона изменялась с помощью торможения их в алюминиевых фольгах [7]. В качестве мишени использовалась углеродная пленка толщиной 1.9 мг/см². Абсолютные сечения определены с точностью около 15%.

Экспериментальные значения спин-тензорных компонентов четного ранга $\rho_{k\kappa}(\theta_p)$ матрицы плотности ядра ^{15}N ($3/2^-$, 6.32 МэВ) (третье возбужденное состояние) определялись из решения переопределенной системы линейных уравнений [8, 9]:

$$W(\theta_p; \theta_\gamma, \varphi_\gamma) = \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} = \frac{1}{4\pi} \sum_{k\kappa} \frac{\sqrt{4\pi}}{\sqrt{2k+1}} A_{k\kappa}(\theta_p) Y_{k\kappa}(\theta_\gamma, \varphi_\gamma), \quad (1)$$

$$A_{k\kappa} = \rho_{k\kappa}(\theta_p)(-1)^{J_0 - J_f - 1 - k} \times \sqrt{2J_f + 1}(2L + 1) \langle L1L - 1 | k0 \rangle W(J_f k J_0 : J_f L). \quad (2)$$

В выражениях (1)–(2) J_f, J_0 — спины возбужденного и основного состояний конечного ядра; L — мультипольность γ -перехода ($|J_f - J_0| \leq L \leq |J_f + J_0|$); $\rho_{k\kappa}(\theta_p)$ — компоненты спин-тензора матрицы плотности ядра; k — четное ($0 \leq k \leq 2J_f$), проекция κ может принимать целые значения от $-k$ до k ; $\langle L1L - 1 | k0 \rangle, W(J_f k J_0 : J_f L)$ — коэффициенты Клебша–Гордана и Рака.

2. Результаты эксперимента

Измеренные при $E_\alpha = 30.3$ МэВ угловые зависимости дифференциального сечения реакции с образованием ядра ^{15}N в основном ($1/2^-$) и третьем возбужденном состоянии ($3/2^-, 6.32$ МэВ) (группы протонов p_0 и p_3) приведены на рис. 1, а, б. На рис. 2, а представлены измеренные энергетические зависимости дифференциального сечения для четырех значений угла вылета протонов (p_3) в задней полусфере.

Угловые зависимости двойного дифференциального сечения реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p\gamma)^{15}\text{N}$ ($3/2^-, 6.32$ МэВ) с переходом ядра в основное состояние измерены для 20 углов θ_p в интервале от 30 до 162° (л.с.к.) при 5 полярных углах вылета γ -квантов θ_γ в интервале от 20 до 150° и двух-трех значениях азимутального угла φ_γ ($180, 225$ и 270°). По данным измерения двойных дифференциальных сечений определены компоненты $\rho_{2\kappa}(\theta_p)$ ($\kappa = 0, 1, 2$) спин-тензора матрицы плотности ядра ^{15}N ($3/2^-, 6.32$ МэВ). Угловая и энергетическая зависимости одного из компонентов (с $k = 2, \kappa = 1$) показаны на рис. 1, в и рис. 2, б соответственно.

3. Анализ результатов и выводы

Отметим некоторые качественные особенности экспериментальных характеристик исследуемой реакции. Угловые распределения протонов, соответствующих образованию конечного ядра в основном и третьем возбужденном состояниях (рис. 1), имеют осциллирующий вид, типичный для прямых процессов. Измеренные функции возбуждения для перехода на основное состояние убывают в среднем с ростом энергии (на рис. 1 не приведены), что также характерно для прямых процессов. Для группы p_3 спад сечения наблюдается только для углов 118 и 135° , тогда как при углах 150 и 162° виден рост сечения, причем при $\theta_p = 162^\circ$ наблюдается широкий максимум в районе $E_\alpha = 29$ МэВ. В работе [10] этот максимум трактуется как проявление гигантского квадрупольного резонанса в ядре ^{16}O . По-видимому, при $E_\alpha \approx 30$ МэВ влияние этого резонанса существенно подавлено, что видно по резкому спаду сечения при $E_\alpha > 29$ МэВ. Форма энергетической зависимости компонента ρ_{21} (рис. 2, б) похожа

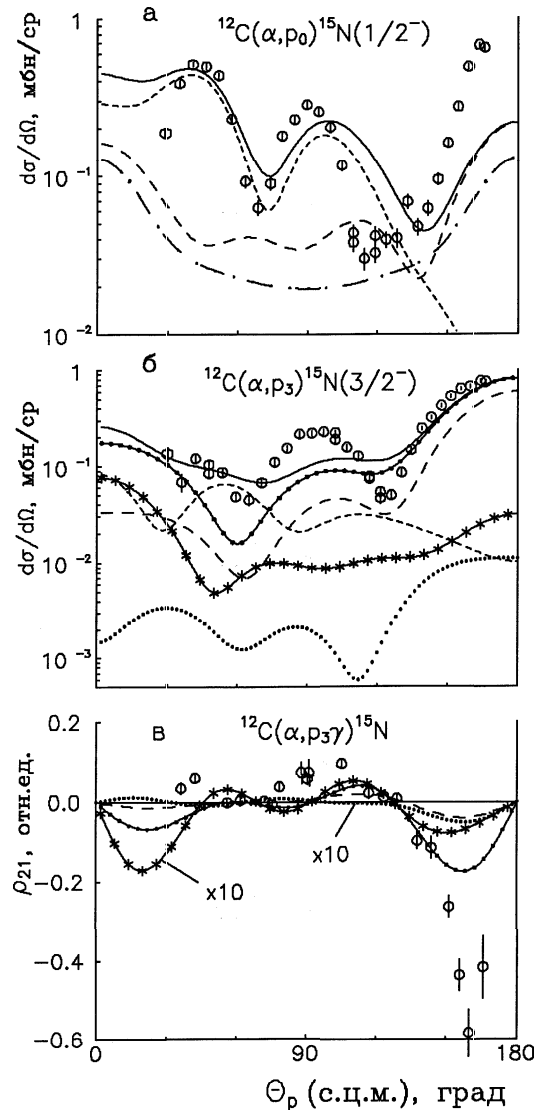


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные угловые распределения дифференциального сечения протонов из реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$ при $E_\alpha = 30.3$ МэВ с образованием конечного ядра в основном состоянии $1/2^-$ (а) и состоянии $3/2^-, 6.32$ МэВ (б). (в) — угловая зависимость компонента ρ_{21} спин-тензора матрицы плотности состояния $3/2^-, 6.32$ МэВ ядра ^{15}N при $E_\alpha = 30.3$ МэВ. Единицы по оси ординат выбраны так, что величина $\rho_{00} \equiv d\sigma/d\Omega$ выражается в мбн/ср. Кружки — экспериментальные данные. Указаны статистические погрешности. Кривые — расчет механизма срыва тритонного кластера (штрих), полюсного механизма срыва тяжелой частицы (длинный штрих), суммы этих механизмов (сплошная на рис. а), обменного механизма с запаздыванием во взаимодействии и учетом состояний ^8Be 0^+ (сплошная с крестиками) и 2^+ (точечная) (для наглядности на рис. в эти кривые показаны с коэффициентом 10), а также когерентной суммы этих обменных процессов с СТЧ (сплошная с точками). На рис. б сплошной кривой показан расчет суммы механизмов срыва тритонного кластера, СТЧ и обменных процессов с учетом запаздывания. Расчет по модели составного ядра на рис. а показан штрихпунктиром

(с точностью до фазы) на поведение дифференциального сечения для группы протонов p_3 .

Для теоретического анализа полученной информации на первом этапе использовался МИВОКОР.

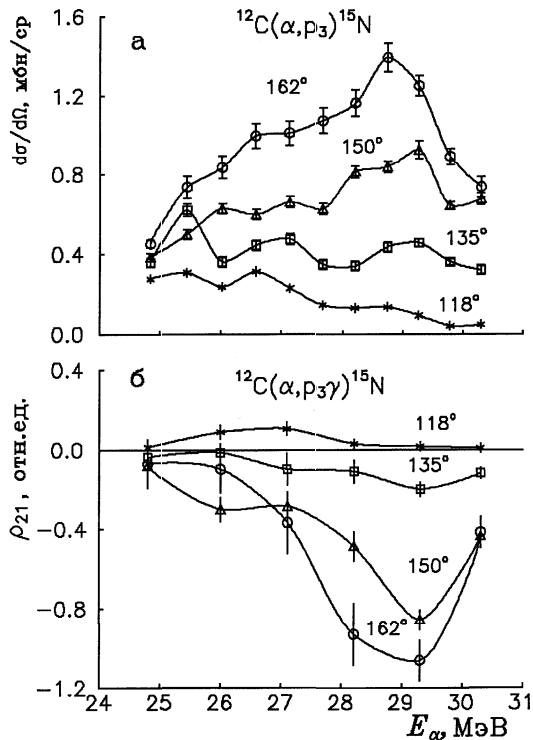


Рис. 2. Энергетические зависимости дифференциального сечения для группы протонов p_3 (а) и компонента ρ_{21} спин-тензора матрицы плотности состояния $3/2^-$, 6.32 МэВ ядра ^{15}N (б) при четырех углах θ_p (л.с.к.)

В рамках этого метода, соответствующего трехчастичному приближению, расчеты выполнялись для двух полюсных механизмов: прямого, связанного с развалом налетающей частицы на протон и виртуальный тритон (кластерный срыв), и обменного, обусловленного развалом ядра мишени на протон и виртуальный кластер ^{11}B (срыв тяжелой частицы (СТЧ), левая диаграмма на рис. 3).

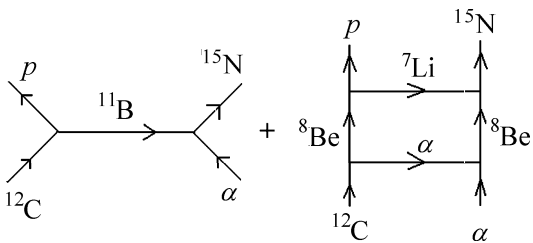


Рис. 3. Диаграммы расчета полюсного механизма срыва тяжелой частицы и механизма поэтапной передачи тяжелого кластера с запаздыванием во взаимодействии для реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$ ($3/2^-$, 6.32 МэВ)

Как показали предыдущие исследования [11, 12], в реакциях с участием ядра ^{12}C , обладающего значительной квадрупольной деформацией, необходимо учитывать вклад нижних ротационных состояний

$0^+ - 2^+$. Имеются указания и на деформированность ядра ^{15}N [13, 14]. В связи с этим расчеты для механизма срыва тритонного кластера были проведены на основе метода связанных каналов по программе CHUCK [15] (рис. 1). Схема расчета по методу связанных каналов была такой же, как в нашей ранней работе по исследованию обратной реакции [16]. Параметры оптических потенциалов в виде Вудса–Саксона приведены в таблице. Использованы найденные нами ранее [11] значения параметра квадрупольной деформации $\beta_2 = -0.5$ для ядра ^{12}C и $\beta_2 = 0.35$ для ^{15}N . Спектроскопические амплитуды рассчитывались в модели оболочек с промежуточной связью [18]. В расчетах по методу связанных каналов использовалась нормировочная константа $D^2 = 46 \times 10^4 \text{ МэВ}^2 \text{ Фм}^3$ [19]. Дополнительные нормировки сечения реакции и компонентов $\rho_{2k}(\theta_p)$ были сделаны путем привязки расчетных значений $\rho_{00}(\theta_p) \equiv d\sigma/d\Omega(\theta_p)$ к экспериментальным сечениям в области малых углов вылета протонов.

Расчеты угловых распределений дифференциального сечения для механизма срыва тяжелой частицы по МИВОКОР были выполнены с помощью программы OLYMP-3 [20]. Параметры оптического потенциала для выходного канала были те же, что и при расчете по методу связанных каналов. Для группы p_3 во входном канале реакции глубина мнимой части потенциала была увеличена до 20 МэВ. Никаких дополнительных нормировок в расчетах по OLYMP-3 не использовалось. Результаты расчетов показаны на рис. 1, а и б. Видно, что учет механизма СТЧ (кривая длинный штрих) как для группы p_0 , так и для группы p_3 существенно улучшает согласие с экспериментом при больших углах вылета протонов, однако расчетное сечение остается несколько ниже экспериментального.

В следующем после МИВОКОР 4-частичном приближении естественно считать, что передача тяжелого кластера в обменном механизме осуществляется поэтапно (рис. 3, правая диаграмма). В этом случае амплитуда реакции рассчитывается как свертка амплитуд составляющих четырехугольную диаграмму полюсных механизмов с учетом отвечающей за запаздывание функции Грина [4]. Окончательно характеристики реакции определяются когерентным суммированием амплитуд СТЧ и «четырёхугольного» механизма. Для количественной оценки вклада механизмов запаздывания в исследуемой реакции использовалась оригинальная программа QUADRO [21].

Параметры оптических потенциалов

| Канал | V , МэВ | r_V , Фм | a_V , Фм | W , МэВ | r_W , Фм | a_W , Фм | V_{so} , МэВ | r_{so} , Фм | a_{so} , Фм | r_c , Фм | Ссылка |
|--------------------------|-----------|------------|------------|-------------------|------------|------------|----------------|---------------|---------------|------------|--------|
| $^{12}\text{C} + \alpha$ | 138.7 | 2.287 | 0.239 | 13.33 | 2.287 | 0.239 | | | | 1.3 | [11] |
| $^{15}\text{N} + p$ | 56.21 | 1.1 | 0.712 | 3.97 [*] | 1.36 | 0.5 | 6.0 | 1.1 | 0.712 | 1.2 | [17] |

^{*}) Поверхностный потенциал в виде производной от формы Вудса–Саксона.

Расчеты показали, что механизм, описываемый «четырёхугольником» (рис. 3), реализуется с заметной вероятностью (проводились расчеты и для некоторых других аналогичных «четырёхугольных» механизмов, в которых ядро ^{12}C распадается на другие кластеры, но их вклад на фоне полюсного механизма оказался незаметен). Были учтены состояния виртуального ядра ^8Be $J = 0^+$ и 2^+ . Следует отметить, что с ростом момента J заметно возрастает количество разрешенных наборов состояний в вершинах диаграммы, дающих вклад в амплитуду. Как видно из рис. 1, б и в (кривая сплошная с точками), вклад в суммарный результат обменного «четырёхугольного» механизма существенен. Особенно ярко проявляется эффект интерференции этого и полюсного механизмов. Суммарное расчетное значение компонента $\rho_{21}(\theta_p)$ в области больших углов вылета протонов значительно больше, чем значение каждой составляющей. Отметим также, что корреляционные характеристики реакции оказались более чувствительны к выбору модельных параметров, чем угловые распределения дифференциального сечения.

Были выполнены расчеты и в предположении механизма образования составного ядра (программа CNCOR [22]). Для примера на рис. 1, а приведено дифференциальное сечение для этого механизма (кривая штрихпунктир). Видно, что расчетная кривая качественно отличается от экспериментальной, и ее вклад в описание экспериментальных угловых зависимостей незначителен. Аналогичные бесструктурные кривые получены и для угловых зависимостей других экспериментальных характеристик.

Таким образом, исследование угловых корреляций в реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p\gamma)^{15}\text{N}$ показало, что доминирующими механизмами ее протекания являются срыв тритонного кластера и обменный механизм с передачей ядра ^{11}B . Для адекватного описания экспериментальных характеристик необходимо учитывать как многоступенчатые процессы, связанные с учетом коллективной природы состояний участвующих в реакции ядер, так и обменные механизмы с запаздыванием во взаимодействии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 01-02-16196), научной программы «Университеты России» (грант 02.02.001) и гранта «Научные школы» (НШ-1619.2003.2).

Литература

1. Зеленская Н.С., Теплов И.Б. // ЭЧАЯ. 1980. **11**. С. 342.
2. Зеленская Н.С., Теплов И.Б. // Обменные процессы в ядерных реакциях. М., 1985.
3. Альвеш М.С., Гуревич Г.С., Зеленская Н.С. и др. // Ядерная физика. 1978. **27**. С. 1431.
4. Галанина Л.И., Зеленская Н.С. // Тез. докл. 52-го Совещ. по яд. спектр. и структ. ат. ядра. Москва, 18–22 июня 2002 г. С. 249.
5. Игнатенко А.В., Лебедев В.М., Орлова Н.В. и др. // Ядерная физика. 1992. **55**. С. 597.
6. Игнатенко А.В., Орлова Н.В., Стасский А.В. и др. // Тез. докл. 49-го Совещ. по яд. спектр. и структ. ат. ядра. Дубна, 21–24 апреля 1999 г. С. 156.
7. Теплов И.Б., Фатеева Л.Н. // Приб. и техн. эксперимента. 1965. № 6. С. 45.
8. Зеленская Н.С., Теплов И.Б. // ЭЧАЯ. 1987. **18**. С. 1283.
9. Зеленская Н.С., Теплов И.Б. Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях. М., 1995.
10. Budzanowski A., Grotowski K., Micek S. et al. // Nuovo Cimento. 1978. **A48**. P. 100.
11. Игнатенко А.В., Лебедев В.М., Орлова Н.В. и др. // Изв. РАН, сер. физ. 1999. **63**, № 1. С. 70.
12. Yasue M., Tanabe T., Soga F. et al. // Nucl. Phys. 1983. **A394**. P. 29.
13. Fabrici E., Micheletti S., Pignanelli M. et al. // Phys. Rev. 1980. **C21**. P. 844.
14. Harvey B.J., Meriwether J.R., Mahoney J. et al. // Phys. Rev. 1966. **146**. P. 712.
15. Kunz P.D., Sejpek J. // The Niels Bohr Institute, Computer Program Library, Computer Code CHUCK, 1977.
16. Игнатенко А.В., Лебедев В.М., Орлова Н.В. и др. // Ядерная физика. 2000. **63**. С. 1573.
17. Perey C.M., Perey F.G. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1976. **17**. P. 1.
18. Бояркина А.Н. Структура ядер $1p$ -оболочки. М., 1973.
19. Bingham C.R., Halbert M.L. // Phys. Rev. 1967. **158**. P. 1085.
20. Балашова О.Ю., Зеленская Н.С. // Краткие описания программных средств ЭВМ НИИЯФ МГУ. М., 1978. С. 97.
21. Галанина Л.И., Зеленская Н.С., Овчинникова А.А. // Тез. 52-го Совещ. по яд. спектр. и структ. ат. ядра. Москва, 18–22 июня 2002 г. С. 267.
22. Belyaeva T.L., Zelenskaya N.S., Odintsov N.V. // Comput. Phys. Commun. 1992. **73**. P. 161.

Поступила в редакцию
20.12.02