

ЧАСТИЦА–ГАММА-КОРРЕЛЯЦИИ И УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАММА-КВАНТОВ В РЕАКЦИЯХ С ЛЕГКИМИ ЧАСТИЦАМИ НА ^{12}C

Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В.М. Лебедев, Н. В. Орлова,
А. В. Спасский

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В. Скобельцына*

1. Вводные замечания

Двухступенчатые процессы типа

$$x + A \rightarrow y + B^*(J^*) \rightarrow y + \gamma + B(J_0), \quad (1)$$

в которых девозбуждение образованного в реакции ядра $B^*(J^*)$ происходит за счет γ -излучения, интенсивно исследуются экспериментально и теоретически с 60-х годов 20-го века [1–3]. Актуальность проблемы обусловлена как научной, так и практической составляющей: полученные данные обеспечивают информационную базу о структуре ядра и механизмах ядерных реакций и позволяют определить интенсивность и анизотропию γ -излучения, что важно для проектирования ядерных установок, термоядерных реакторов, в нейтронной терапии, геологии и т.д.

В [4] для исследования процессов (1) предложен метод, позволяющий при измерении функции угловых корреляций (ФУК) конечных частиц и γ -излучения в различных плоскостях относительно плоскости реакции восстановить полный набор спин-тензоров матрицы плотности ядра B^* . В [5, 6] этот метод реализован экспериментально, что позволило получить характеристики большого числа легких ядер в возбужденных состояниях.

В предлагаемом докладе для определения углового распределения (УР) γ -излучения, снимающего возбуждение ядра $^{12}\text{C}(2^+)$, впервые

использованы ФУК конечных частиц u и γ -квантов. В неупругом рассеянии дейтронов при энергии 15.3 МэВ УР γ -излучения получено с помощью определенные нами ранее в рамках метода ФУК спин-тензоров матрицы плотности ядра $^{12}\text{C}(2^+)$ [7]. В неупругом рассеянии нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ^{12}C этот метод использован для анализа данных проекта ТАНГРА [8].

2. Основные определения ФУК частица– γ -квант

Формализм описания угловых корреляций в реакциях типа (1) изложен в [2, 3, 5]. Для неполяризованных частиц x и A в начальном состоянии и отсутствии регистрации поляризации частицы y в конечном матрица плотности $\rho_{J^*}(M^*, M'^*, \Omega_y)$ ядра $B^*(J^*)$ имеет вид [5]

$$\rho_{J^*}(M^*, M'^*, \Omega_y) = \frac{1}{(2M_x + 1)(2M_A + 1)} \times \sum_{M_x, M_y, M_A} T_{M_x, M_y, M_A, M^*}(\Omega_y) T_{M_x, M_y, M_A, M'^*}^*(\Omega_y), \quad (2)$$

где T_{M_x, M_y, M_A, M^*} – оператор перехода системы из начального состояния в конечное, M_x, M_y, M_A, M^* проекции моментов. Неприводимые спин-тензоры $\rho_{kq}(\Omega_y)$ матрицы плотности определяются выражением

$$\rho_{kq}(\Omega_y) = \sqrt{(2J^* + 1)} \sum_{M_B^* M_B'^*} (-1)^{J^* - M'^*} \langle J^* M'^* J^* - M^* | k q \rangle \rho_{J^*}(M^*, M'^*, \Omega_y). \quad (3)$$

Двойное дифференциальное сечение излучения частицы y в направлении Ω_y , а γ -кванта – в направлении Ω_γ (ФУК) имеет вид [5]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_y d\Omega_\gamma} \equiv W(\Omega_y, \Omega_\gamma) = \sum_k \frac{1 + (-1)^k}{2} \sqrt{\frac{1}{4\pi(2k + 1)}} \sum_{q=-k}^k A_{kq}(\Omega_y) Y_{kq}^*(\Omega_\gamma), \quad (4)$$

где $Y_{kq}^*(\Omega_\gamma)$ – сферические функции. Связь между $A_{kq}(\Omega_y)$ и $\rho_{kq}(\Omega_y)$ ядра B^* , содержащими физическую информацию о его ориентационных характеристиках, определяется соотношением [2, 5]

$$A_{kq}(\Omega_y) = \sqrt{(2L+1)} \rho_{kq}(\Omega_y) (-1)^{L+1} \langle L1L-1|k0 \rangle u(J^* k J_0 L : J^* L), \quad (5)$$

$$A_{00}(\Omega_y) \equiv \rho_{00}(\Omega_y) \equiv \frac{d\sigma(\Omega_y)}{d\Omega},$$

где L – мультипольность γ -перехода.

При выборе оси квантования Z вдоль пучка падающих частиц УР γ -излучения зависит от полярного угла θ_γ . Усреднение по азимутальному углу ϕ_γ в (4) приводит к неравному нулю тензору $A_{kq}(\theta_y)$ только при $q = 0$.

Если вылетающая частицы u не регистрируется, то УР γ -излучения определяется усредненным по углам вылета частицы u спин-тензором $\langle A_{k0}(\theta_y) \rangle$ и представляет собой разложение по полиномам Лежандра

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\gamma} \equiv W(\theta_\gamma) = \sum_k \langle A_{k0} \rangle P_k(\cos \theta_\gamma), \quad \langle A_{k0} \rangle = \frac{1}{2} \int A_{k0}(\theta_y) d \cos \theta_y \quad (6)$$

В полных корреляционных экспериментах проводится регистрация как частицы u , так и γ -излучения. В [4, 5] показано, что при правильном выборе геометрии эксперимента из измеренных экспериментальных значений ФУК возможно восстановить все четные компоненты $A_{kq}(\theta_y)$ спин-тензоров матрицы плотности ядра $B^*(J^*)$. Экспериментальные значения $A_{kq}(\theta_y)$, восстановленные на основе ФУК, позволяют определить не только характеристики ядра B^* (см. [4, 5]), но и УР γ -квантов (6).

3. Угловое распределение гамма-квантов в неупругом рассеянии частиц на ядре ^{12}C с возбуждением состояния 2^+ , 4.443 МэВ

Теоретический анализ полученных в эксперименте ФУК согласно (2) связан с расчетом T_{M_x, M_y, M_A, M^*} и требует выбора конкретных механизмов реакции и расчетных параметров. Эти данные определяются нами из сопоставления экспериментальных и рассчитанных дифференциальных сечений рассеяния.

В [7] ФУК в реакции $^{12}\text{C}(d, d'\gamma)^{12}\text{C}$ при энергии дейтронов 15.3 МэВ измерены нами для 24 углов θ_d в интервале от 22° до 160° в каждой из 3-х плоскостей ϕ_γ регистрации γ -квантов, что позволило определить все экспериментальные значения спин-тензоров $A_{kq}(\theta_d)$ четного ранга. Сечение неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ^{12}C получено в эксперименте ТАНГРА [9].

Теоретический анализ неупругого рассеяния дейтронов выполнен в [7] при учете механизма коллективного возбуждения (МСК) в ротационной модели и прямого механизма передачи кластера ^8Be .

Расчет сечения рассеяния нейтронов проведен нами в МСК, реализованном в коде FRESKO [10] без использования ротационной модели. Кулоновские связи между уровнями ^{12}C оценены на основе известных экспериментальных вероятностей электромагнитных переходов [10]. Коэффициенты связи, обусловленные ядерным взаимодействием, определены из наилучшего согласия расчетных сечений с экспериментальными.

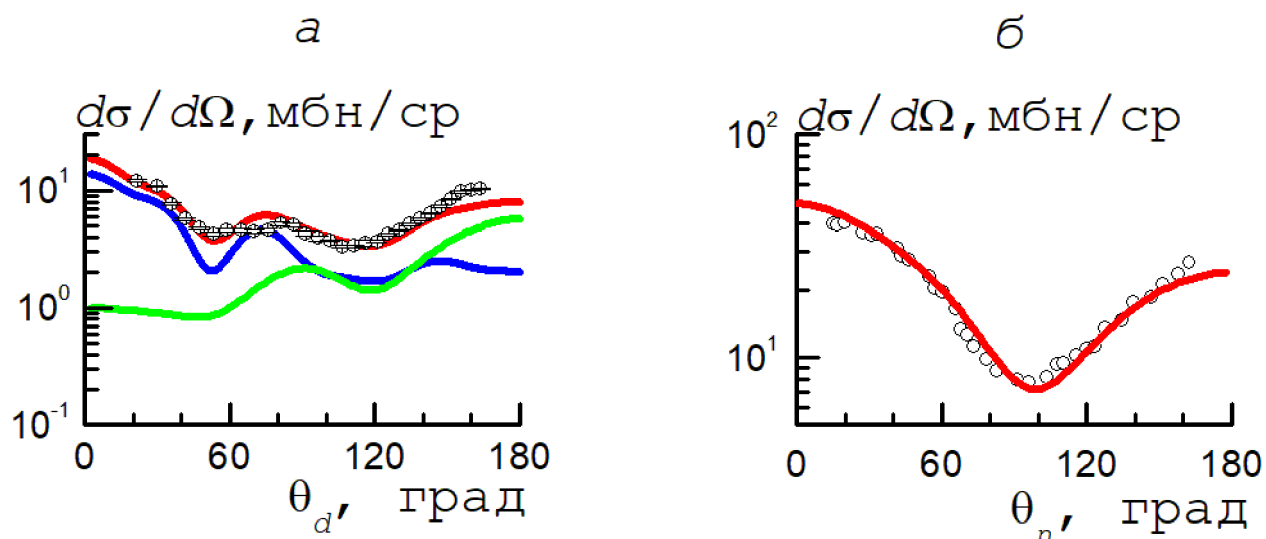


Рис. 1. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния дейтронов (а) и нейтронов (б) на ^{12}C с возбуждением состояния 2^+ , 4.443 МэВ. Кружки – эксперимент [7, 9]. Красные кривые – полные сечения; синяя и зеленые кривые на рис. 1а показывают вклады МСК и механизма передачи кластера ^8Be соответственно

Рассчитанные нами сечения неупругого рассеяния дейтронов и нейтронов на ^{12}C описывают экспериментальные [7, 9] при всех углах θ_y (рис. 1). С этими же значениями параметров рассчитаны $A_{k0}(\theta_n)$ с $k=2, 4$.

Проинтегрировав $A_{k0}(\theta_y)$ по углам θ_y , мы получили нормированные на интегральное сечение рассеяния $\sigma_y \equiv \langle A_{00} \rangle$ УР γ -квантов

$$\tilde{W}(\theta_\gamma) = \frac{W(\theta_\gamma)}{\langle A_{00} \rangle} = 1 + a_2 P_2(\cos \theta_\gamma) + a_4 P_4(\cos \theta_\gamma), \quad a_k = \frac{\langle A_{k0} \rangle}{\langle A_{00} \rangle}. \quad (7)$$

$\tilde{W}(\theta_\gamma)$ в неупругом рассеянии дейтронов и нейтронов показаны на рис. 2.

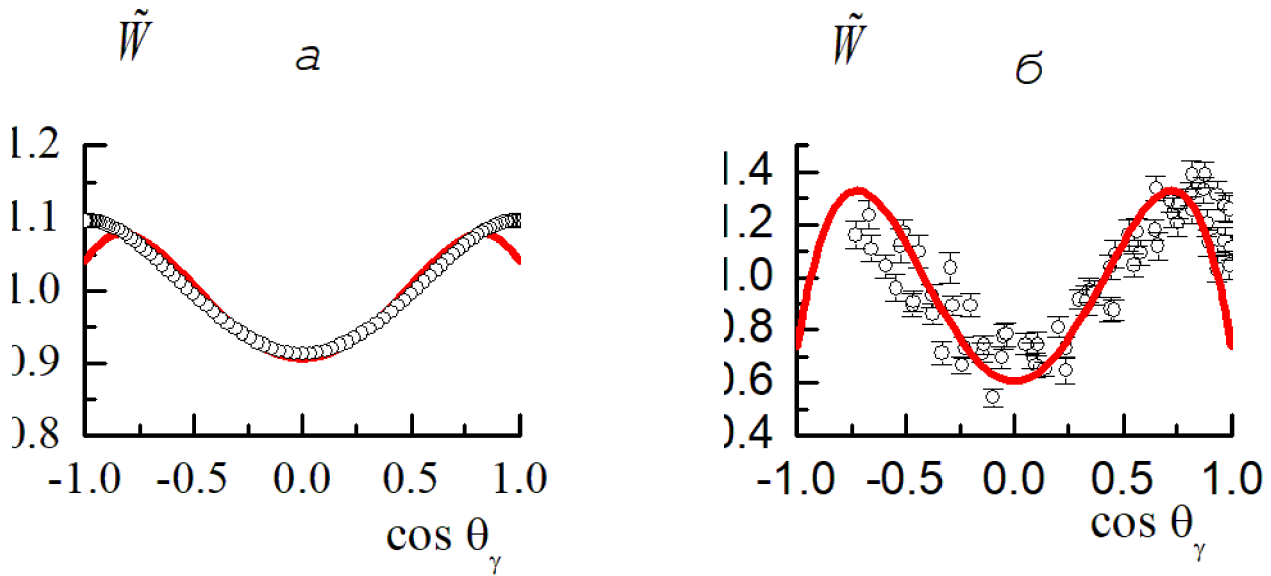


Рис. 2. Нормированное УР $E2$ γ -излучения в неупругом рассеянии дейтронов (а) и нейтронов (б) на ^{12}C . Круги – экспериментальные $\tilde{W}(\theta_\gamma)$ [7, 8], красная кривая – наш расчет

Рассчитанные УР γ -излучения определяют его анизотропию AS :

$$AS = \frac{\tilde{W}_{\max}(\theta_\gamma) - \tilde{W}_{\min}(\theta_\gamma)}{1/2 \{ \tilde{W}_{\max}(\theta_\gamma) + \tilde{W}_{\min}(\theta_\gamma) \}}, \quad (8)$$

при этом AS γ -излучения в неупругом рассеянии нейтронов в ~ 1.5 раза превышает AS γ -излучения в неупругом рассеянии дейтронов.

Выводы: ФУК конечных частиц u и γ -квантов, девозбуждающих ядро, представляют уникальную возможность определения угловой зависимости γ -излучения. Это утверждение справедливо не только при усреднении по углам вылета конечной частицы, но и для любых углов ее вылета.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

Список литературы

1. W. J. McDonald, J. M. Robson, and R. Malcolm, Nucl. Phys. **75**, 353 (1966).
2. H. J. Rose and D. M. Brink, Rev. Mod. Phys. **39**, 306 (1967).
3. F. Rybicki, T. Tamura, and G. R. Satchler, Nucl. Phys. A **146**, 659 (1970).
4. N. S. Zelenskaya, I. B. Teplov, Nucl. Phys. A **406**, 306 (1983).
5. Н. С. Зеленская, И. Б. Теплов, *Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях*. ISBN 5-283-04064-X (Энергоатомиздат, Москва, 1995).
6. В.М. Лебедев, *Угловые частица–гамма-квант корреляции и характеристики выстроенных легких ядер*. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Москва, 2013.
7. Л.И. Галанина, Н.С. Зеленская, В.М. Лебедев и др., ЯФ **70**, 1 (2007) [Phys. Atom. Nucl. **70**, 1 (2007)]. DOI: 10.1134/S1063778807020081.
8. Д. Н. Грозданов, Н. А. Федоров, В. М. Быстрицкий, Ю. Н. Копач, И. Н. Русков, В. Р. Ской, Т. Ю. Третьякова и др., ЯФ. **81**, 548 (2018) [Phys. Atom. Nucl. **81**, 588 (2018)]. DOI: 10.1134/S0044002718050069.
9. И. Д. Дашков, Н. А. Федоров, Д. Н. Грозданов, Ю. Н. Копач и др., Изв. РАН. Сер. Физ. **86**, 1081 (2022). [Bull. Russ. Acad. Sci. **86**, 893 (2022)]. DOI: 10.31857/S0367676522080051.
10. I. J. Thompson, Comp. Phys. Rep. **7**, 167 (1988); <http://www.fresko.org.uk/>.