

АНИЗОТРОПИЯ ПО УГЛУ ЯНГА – ТРЕЙМАНА В КВАЗИУПРУГОМ ВЫБИВАНИИ КЛАСТЕРОВ ИЗ АТОМНЫХ ЯДЕР АДРОНАМИ

Н.Ф.Голованова, Е.Т.Ибраева, В.Г.Неудачин

На основе динамического подхода [1 – 3] предсказывается новое экспериментально наблюдаемое следствие учета "девозбуждения" кластеров – анизотропия по углу Янга – Треймана (АЯТ). Обобщаются известные условия существования АЯТ. Степень анизотропии зависит от области значений переданного кластеру импульса p . В области максимальной кратности рассеяния адронов на кластере всегда должна наблюдаться полная изотропия.

Учет возможности "девозбуждения" виртуального кластера в процессе его квазиупругого выбивания из ядра быстрыми адронами [1 – 3] существенно обогатил физическую картину такого процесса и привел к предсказанию ряда новых эффектов. В данной работе мы указываем на новое экспериментально наблюдаемое следствие учета "девозбуждения" кластеров – анизотропию по углу Янга – Треймана [4]. Эта анизотропия, которая должна наблюдаться и в области малых импульсов

отдачи q , является следствием того, что механизм реакции не соответствует полюсной диаграмме, если учитывается указанное "девозбуждение". Используя методы, развитые в работах [1 - 3], но учитывая все кратности рассеяния, получаем в приближении Глаубера - Ситенко следующее выражение для матричного элемента перехода, например, в случае выбивания тритонного кластера

$$M_{if}(q, p) = \frac{ip'_0}{2\pi} \sum_{\beta\mu\gamma} \langle Au, A - 3\beta; \mu; \gamma \rangle \phi_\mu(q) \int \Phi_t^*(R_1, R_2) \times$$

$$\times \left[\frac{2\pi}{ip_0} f(p) \left[e^{ip\frac{1}{2}\rho_{x_2}} + e^{ip(\frac{1}{2}\rho_{x_1} - \frac{1}{2}\rho_{x_2})} + e^{-ip(\frac{1}{2}\rho_{x_1} + \frac{1}{2}\rho_{x_2})} \right] - \right.$$

$$- \left. \left(\frac{2\pi}{ip_0} \right)^2 f^2\left(\frac{p}{2}\right) \left[e^{\frac{1}{2}ip(-\frac{1}{2}\rho_{x_1} + \frac{1}{2}\rho_{x_2})} \delta^2(\frac{1}{2}\rho_{x_1} + \rho_{x_2}) + e^{i\frac{1}{2}p(\frac{1}{2}\rho_{x_1} + \frac{1}{2}\rho_{x_2})} \times \right. \right.$$

$$\times \left. \delta^2(\rho_{x_2} - \frac{1}{2}\rho_{x_1}) + e^{i\frac{1}{2}p\frac{3}{2}\rho_{x_2}} \delta^2(\rho_{x_1}) \right] + \left(\frac{2\pi}{ip_0} \right)^2 f^3\left(\frac{p}{3}\right) \delta^2(\rho_{x_1}) \times$$

$$\left. - \times \delta^2(\rho_{x_2}) \right\} \Phi_\gamma(R_1, R_2) d^3R_1 d^3R_2.$$

Здесь индексы $\alpha = [f]LS TM_{LST}$ и $\beta = [f_1]L_1S_1T_1M_{L_1S_1T_1}$ характеризуют начальное и конечное ядро, $\gamma = [3]N_0L_0M_0S_0T_0M_{S_0T_0}$ и $\mu = n\Lambda m$ - внутреннее состояние и движение центра масс виртуального кластера, $p = p_0 - p'_0$, $f(p)$ - амплитуда NN -рассеяния, $R_i = (\rho_i, Z_i)$ - i координата Якоби ($i = 1, 2$), Φ_γ, Φ_t - волновые функции виртуального тритона в мишени и свободного тритона соответственно.

Формула (1) позволяет сделать ряд важных выводов.

1) В области рассеяния максимальной кратности (член с $f^3(p/3)$) благодаря рассеянию быстрого адрона на каждом нуклоне кластера появляются двухмерные δ -функции по каждой координате Якоби. Вследствие этого возможно только значение $M_0 = 0$, так как функция в потенциальной яме при малых ρ по каждой координате Якоби имеет асимптотику $\rho^m i$. При этом вполне допустимо $L_0 \neq 0$. Как результат, в указанной области может быть только изотропия дифференциального сечения по углу ϕ_q , хотя возможна заметная анизотропия по θ_q , связанная с членами $L_0 \neq 0$. Здесь ϕ_q (при малых q это угол Янга - Треймана [4]) есть азимутальный угол импульса отдачи q относительно плоскости (p_0, p'_0) , а θ_q - полярный угол (ось z направлена по импульсу p_0).

2) Если кратность рассеяния меньше максимальной, т. е. δ -функции стоят не по каждой координате Якоби, то допустимо не только $L_0 \neq 0$, но и $M_0 \neq 0$. Таким образом, возникает анизотропия и по углу Янга -

Треймана ϕ_q (АЯТ), и по углу θ_q . При этом обобщаются условия существования АЯТ: анизотропия может быть для любого кластера, включая α -частицу, у любого ядра-мишени тяжелее ${}^6\text{Li}$, поскольку она связывается не со значением полного внутреннего момента J_x выбитого кластера, как свободной частицы, а со значением орбитального момента виртуального кластера в ядре, который меняется в процессе столкновения (некоторое значение $L_0 \neq 0$ в начале и ноль в конце).

Переходя от амплитуд (1) к сечениям с помощью векторной алгебры, мы рассчитали АЯТ для двух реакций (рис. 1 и рис. 2). Аналитически, в случае выбивания тритонного кластера, анизотропия описывается выражением

$$F^2(p, q) = \alpha(p) \cos 2\phi_q + \beta(p) \sin \phi_q + \gamma(p) \quad (2)$$

и, как показывают рисунки, может быть существенной.

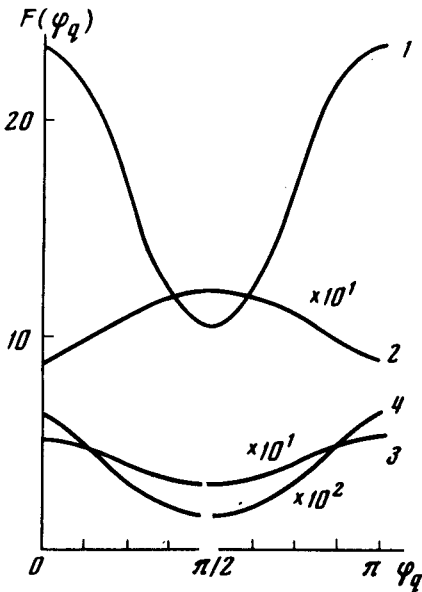


Рис. 1. Распределения по углу ϕ_q в относительных единицах для реакции $0^{16}(p, pt)N^{13}$. Ядро N^{13} образуется в основном состоянии ${}^{22}\text{P}(J_1 = 1/2, E^* = 0)$: кривая 1 соответствует области однократного рассеяния ($p^2 = 0,1 (\text{Гэв}/c)^2$); кривая 2 — области интерференции одно- и двукратного рассеяния ($p^2 = 0,25 (\text{Гэв}/c)^2$); кривая 3 рассчитана в области максимума двукратного рассеяния ($p^2 = 0,40 (\text{Гэв}/c)^2$); кривая 4 — в области интерференции дву- и трехкратного рассеяния ($p^2 = 0,75 (\text{Гэв}/c)^2$). Для всех кривых $\theta_q = \pi/2$, $q = 100 \text{ Мэв}/c$

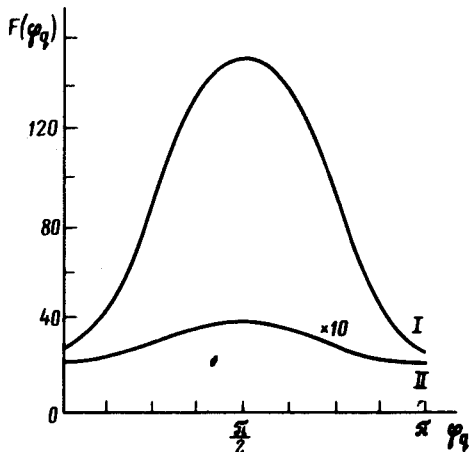


Рис. 2. Те же распределения, что и на рис. 1 для реакции $0^{16}(p, pd)N^{14}$, когда ядро N^{14} образуется в основном состоянии ${}^{13}\text{D}(J_1 = 1, E^* = 0)$: кривая 1 соответствует области однократного рассеяния ($p^2 = 0,05 (\text{Гэв}/c)^2$), кривая 2 — интерференции одно- и двукратного рассеяния ($p^2 = 0,35 (\text{Гэв}/c)^2$)

3) Из формулы (1) следует также важный вывод, что эффективные "импульсные распределения" (формфакторы)

$$F^2(p, q) = [(d\sigma/d\Omega)_{\text{СВ}}]^{-1} (2J + 1)^{-1} \int |M_{if}(p, q)|^2 d\Omega_q \quad (3)$$

зависят от того, каково значение p , т. е. какова кратность рассеяния.

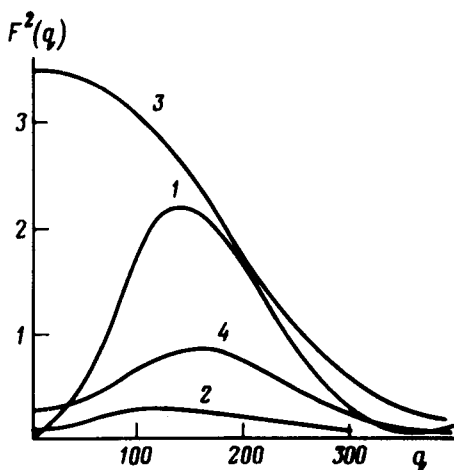


Рис. 3. Формфактор $F^2(p, q)$ для реакции $^{16}\text{O}(p, pt)^{15}\text{N}$, с переходом на основное состояние ядра ^{15}N : кривые 1, 2, 3 и 4 соответствуют областям однократного рассеяния $p^2 = 0,1 (\text{Гэв}/c)^2$, двукратного рассеяния $p^2 = 0,40 (\text{Гэв}/c)^2$, интерференции дву- и трехкратного рассеяния $p^2 = 0,75 (\text{Гэв}/c)^2$, трехкратного рассеяния $p^2 = 1,15 (\text{Гэв}/c)^2$, соответственно. Величина q дана в $\text{Мэв}/c$

На рис. 3 приведены формфакторы выбивания тритона из ядра ^{16}O при разных значениях p и мы видим, сколь сильной может быть зависимость от p .

В заключение отметим, что процесс квазиупругого выбивания кластеров, как показывают исследования [1 – 3, 5] и настоящая работа, представляет полную физическую реализацию всего перечня формально возможных нетривиальных свойств амплитуд прямых процессов при высоких энергиях [4]: анизотропия по $\cos \theta_q$ [1, 3]; анизотропия по углу Янга – Треймана; зависимость формфакторов $|F_{if}(p, q)|^2$ (обобщенных импульсных распределений кластеров в ядре) от величины импульса p [2, 3, 5].

Таким образом, здесь имеется самый широкий простор для экспериментальных исследований, которые, в отмеченной выше совокупности, помогут раскрыть динамику образования виртуальных кластеров в атомных ядрах.

Институт ядерной физики
Московского

государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
1 ноября 1977 г.

Литература

- [1] Н.Ф.Голованова, И.М.Ильин, В.Г.Неудачин, Ю.Ф.Смирнов, Ю.М.Чувильский. Письма в ЖЭТФ, 20, 674, 1974; 22, 122, 1975.

- [2] Н.Ф.Голованова, И.М.Ильин, В.Г.Неудачин, Ю.Ф.Смирнов, Ю.М.Чувильский. ЯФ. 23, 64, 1976.
- [3] N.F.Golovanova, I.M.Il'in, V.G.Neudatchin, Yu. F. Smirnov, Yu. M. Tchuvilsky. Nucl. Phys., A262, 444, 1976.
- [4] В.М.Колыбасов, Г.А.Лексин, И.С.Шапиро. УФН, 113, 239, 1974.
- [5] N.F.Golovanova, E.T.Ibraeva, V.G.Neudatchin. Prog. Theor. Phys., 59, №2, 1978.
-