

ФОТОРОЖДЕНИЕ π^+ -МЕЗОНОВ НА ЯДРЕ ^{12}C С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ПЕРВОГО УРОВНЯ ЯДРА ^{12}B

И. Адам, М.В. Белов, В. Вагнер, В.Л. Кашеваров, Л.Н. Павлюченко, Е.В. Ржанов,
С.С. Сидорин, Г.А. Сокол, А.М. Фоменко, А.С. Харлашин

Измерены дифференциальные сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ (0,95 МэВ) для углов вылета пионов 45 и 82° в диапазоне энергий пионов 70–160 МэВ. Проведено сравнение экспериментальных данных с расчетами, выполненными в импульсном приближении с искаженными волнами.

Исследование парциальных реакций фоторождения пионов на ядрах, в которых идентифицируется конечное состояние ядра, позволяет получать более детальные сведения, по сравнению с инклюзивными реакциями, о мультипольных амплитудах элементарного процесса фоторождения пионов на нуклонах, о ядерной структуре (квантовых числах возбужденных состояний ядер, ядерных переходных плотностях и т.д.), о механизме фоторождения пионов на ядрах, о параметрах оптического пион-ядерного потенциала. В последнее время в литературе обсуждается вопрос об изучении с помощью (γ, π) -реакции нуклонных степеней свободы в ядрах (обменные токи, Δ -изобары, кварки). К настоящему времени накоплен некоторый экспериментальный материал по парциальным реакциям фоторождения заряженных пионов на всех стабильных ядрах $1p$ -оболочки [1]. В большинстве случаев для интерпретации экспериментальных результатов применяют импульсное приближение с искаженными волнами (теория DWIA). Оно дает удовлетворительное описание большинства экспериментальных данных при низких энергиях ($T_\pi < 50$ МэВ). При больших энергиях, когда существенную роль играет возбуждение Δ_{33} -резонанса, расхождение теории DWIA с экспериментом становится значительным.

Настоящая работа посвящена измерению дифференциальных сечений парциальных переходов в γ, π^+ -реакции на ядре ^{12}C в области Δ_{33} -резонанса. Эксперимент проводился на тормозном пучке гамма-излучения синхротрона ФИАН "Пахра". Для выделения конкретного парциального перехода использовался метод $\pi\gamma$ -совпадений, состоящий в регистрации на совпадении пиона и гамма-кванта, испускаемого возбужденным ядром в конечном состоянии. Для регистрации ядерных гамма-квантов использовались Ge(Li)-детекторы, обладающие энергетическим разрешением 3–5 кэВ при энергии 1 МэВ. Это позволяет использовать данную методику для разделения переходов на близлежащие состояния конечных ядер, что невозможно осуществить при спектрометрии мезонов с применением магнитных спектрометров, характеризующейся разрешением 200–500 кэВ, которую используют для изучения парциальных реакций фоторождения пионов в других ядерных центрах (Сендай, Майнц, Массачусетс). Точность выделения перехода на данный уровень методом $\pi\gamma$ -совпадений определяется энергетическим разрешением используемого детектора ядерных гамма-квантов и схемой распада конечного ядра, но не зависит от толщины мишени и энергетического разрешения детектора пионов. Измерения проводились на установке "ГИПЕРОН" [2]. В качестве мишени использовался графитовый диск диаметром 3 см и толщиной 3 см. Для регистрации пионов использовались два сцинтилляционных пробеговых телескопа, расположенных под углами 45 и 82°. Каждый телескоп регистрировал пионы в диапазоне энергий 70–160 МэВ.

В результате эксперимента получены гамма-спектры, соответствующие совпадениям импульсов одного из мезонных телескопов и любого из Ge-детекторов. В каждом гамма-спектре наблюдался пик, соответствующий энергии 0,95 МэВ. Регистрация гамма-квантов такой энергии в совпадении с пионом соответствует выделению следующей парциальной реакции:

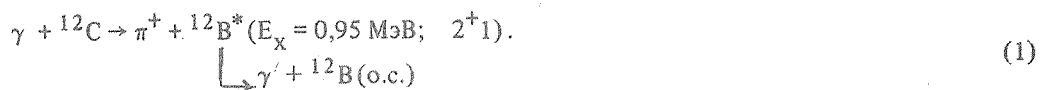
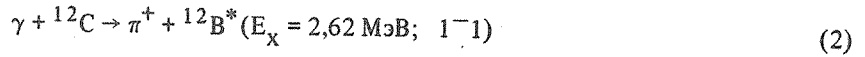


Схема уровней ядра ^{12}B , испытывающих гамма-распад, показана на рис. 1. Из схемы видно, что регистрация гамма-квантов с энергией 0,95 МэВ может соответствовать и другой парциальной реакции



с возбуждением уровня с $E_x = 2,62$ МэВ. Но при этом должны наблюдаться также гамма-кванты с $E_\gamma = 1,67$ МэВ. В наших спектрах пик, соответствующий энергии 1,67 МэВ, не наблюдался. Таким образом, парциальный переход (2) является существенно менее интенсивным, чем переход (1), и его вкладом в линию 0,95 МэВ за счет каскадного перехода можно пренебречь. Этот вывод подтверждается и измерениями реакции (γ, π^+) на ^{12}C , выполненными в Сендае [3/], при более низких энергиях. Не наблюдается этот переход и в неупругом рассеянии электронов на ядре ^{12}C [3/].

Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega_\pi$ перехода $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+) {}^{12}\text{B}$ (0,95 МэВ) определялись из выражения

$$\frac{S^i}{\epsilon_\gamma \Omega_\pi N} = \int \frac{E_0}{E_{th}} \frac{d\sigma}{d\Omega_\pi} (E_\gamma, \theta_\pi) \epsilon_\pi^i(T_\pi) \frac{Q}{E_0 E_\gamma} dE_\gamma, \quad (3)$$

где ϵ_γ — эффективность регистрации ядерных гамма-квантов с энергией 0,95 МэВ; Ω_π — телесный угол регистрации пионов; N — число ядер мишени; $\epsilon_\pi^i(T_\pi)$ — эффективность регистрации пионов, зависящая от энергии пиона T_π для каждого пробегового интервала $i = 1-4$; $QdE_\gamma/E_0 E_\gamma$ — число падающих на мишень гамма-квантов с энергией E_γ при максимальной энергии тормозного спектра E_0 ; Q — поток энергии падающих гамма-квантов; S^i — площадь пика, соответствующая линии 0,95 МэВ.

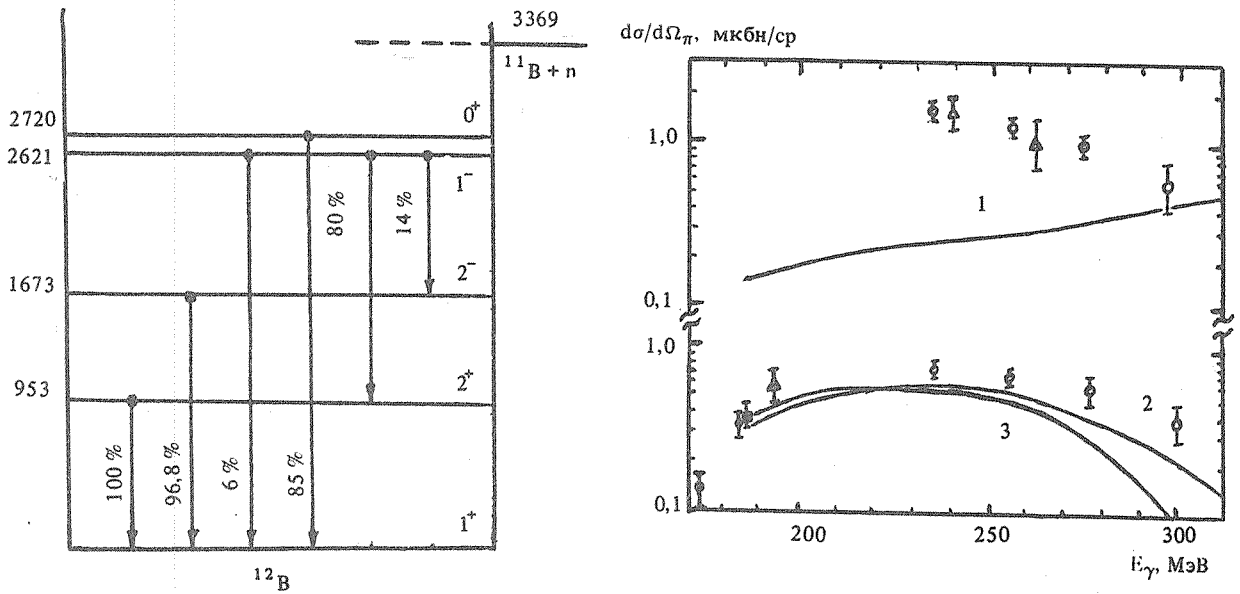


Рис. 1. Схема уровней ядра ^{12}B , испытывающих радиационный распад.

Рис. 2. Дифференциальные сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+) {}^{12}\text{B}(2^+)$. Сплошные кривые — расчет при $\theta_\pi = 45^\circ$ (1), 80° (2), 90° (3). Точки — экспериментальные данные.

● — /7/; ● — /6/; ● — /5/; ● — ФИАН-86; ● — ФИАН-87.

При определении площади пика S^i фон под пиком аппроксимировался трапецией. Для определения абсолютной эффективности ϵ_γ Ge-детекторов использовалась программа /4/, в которой учитывалось поглощение гамма-квантов в мишени, фильтрах перед детектором, корпусе и мертвом слое детектора. Характеристики мезонного телескопа (эффективности регистрации $\epsilon_\pi^i(T_\pi)$, пробеговые интервалы регистрации ΔR_π^i) рассчитывались с учетом флуктуаций ионизационных потерь, многократного рассеяния, неупругого ядерного взаимодействия и распада пионов на лету для всех веществ, входящих в состав телескопа. Энергетический интервал действующих гамма-квантов ΔE_γ определялся по кинематике для определенных ΔR_π и θ_π . Поток падающих на мишень гамма-квантов измерялся ионизационными камерами, которые калибровались с помощью гаусс-квантометра.

Полученные дифференциальные сечения при $\theta_\pi = 45$ и 82° для парциального перехода $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ (0,95 МэВ) показаны на рис. 2. Представлены также результаты, полученные в Сендае /5/, Майнце /6/ и Масачусетсе /7/ при $\theta_\pi = 90^\circ$. Приведены только статистические ошибки. Систематическая ошибка наших измерений оценивается меньше 20 %. Для угла $\theta_\pi = 45^\circ$ было проведено два сеанса измерений, результаты которых хорошо согласуются друг с другом. На рис. 2 приводится сравнение с результатами расчетов Камалова С.С., полученных в рамках теории DWIA в импульсном представлении /8/ с half-off-shell экстраполяцией /9/ амплитуды BD /10/. В расчетах использовались оболочечные ядерные переходные плотности /11/ нормированные на данные по неупругому рассеянию электронов /8/. Для $\theta_\pi = 90^\circ$ имеется качественное согласие расчетов и эксперимента. Количественное различие ($\sim 1,5$ раза) нельзя считать значительным, так как имеется систематическая ошибка измерений. Кроме того, теоретические кривые зависят от используемой элементарной амплитуды, особенно при $\theta_\pi = 90^\circ$ /12/, и максимальное значение сечения получается при использовании амплитуды BL /13/. Другая возможность увеличения теоретических сечений – более тщательный подбор параметров ядерных переходных плотностей. Так, экспериментальные данные /14/ для поперечного переходного формфактора, полученные для перехода $^{12}\text{C}(e, e')^{12}\text{C}(2^+, 1)$, лежат выше теоретического формфактора /8/, используемого в расчетах, приведенных на рис. 2

Для $\theta_\pi = 45^\circ$ разногласие между теорией и экспериментом является качественным и его невозможно объяснить ни систематическими ошибками, ни перечисленными выше возможными неопределенностями теоретического описания в рамках теории DWIA. Возможно, разногласие частично удастся устранить путем учета взаимодействия Δ -изобары с ядром, как это было в случае реакции (γ, π^+) на ^{14}N . В этой кинематической области возможен также заметный вклад в сечение за счет перезарядки пиона ($\pi^0 \rightarrow \pi^+$), а также вклад от перехода в основное состояние $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)^{12}\text{B}$ (о. с.) с последующим рассеянием пиона $^{12}\text{B}(\pi, \pi^+)^{12}\text{B}$ (0,95).

ЛИТЕРАТУРА

1. Кашеваров В. Л., Сокол Г. А. ЭЧАЯ, 19, 1299 (1988).
2. Белов М. В. и др. Препринт ФИАН № 104, М., 1988.
3. Шода К. Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. Труды VI семинара. М., 1985, с. 118.
4. Кашеваров В. Л., Павлюченко Л. Н., Сокол Г. А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Общая и ядерная физика, 1 /19/, 61 (1982).
5. Shoda K., Ohashi H., Nakahara K. Phys. Rev. Lett., 39, 1131 (1977); Nucl. Phys., A350, 377 (1980).
6. Schmitt Ch. et al. Nucl. Phys., A395, 435 (1983).
7. Paras N. et al. Phys. Rev. Lett., 42, 1455 (1979).
8. Eranzhuan R. A. et al. Nucl. Phys., A429, 403 (1984).
9. Chumbalov A. A., Kamalov S. S. Phys. Lett., B196, 23 (1987).
10. Berends D. S., Donnachie A. Nucl. Phys., B84, 342 (1975).
11. Cohen S., Kurath D. Nucl. Phys., A101, 1 (1967); Nucl. Phys., 73, 1 (1965).
12. Камалов С. С., Каипов Т. Д. ЯФ, 40, 420 (1984).
13. Blomqvist I., Laget J. M. Nucl. Phys., A280, 405 (1977).
14. Flanz J. V. et al. Phys. Rev. Lett., 41, 1642 (1978).

Поступила в редакцию 7 июня 1988 г.