

## Асимметрия угловых распределений в реакциях типа $A(\gamma, N)(A-1)$ на ядрах р-оболочки

А.Ф. Ходячих

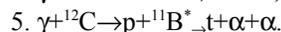
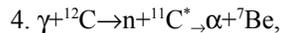
ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ, г. Харьков

Гамма-квант промежуточных энергий поглощается коррелированной нуклонной парой, так как вносимая им в ядро энергия должнаделиться между близко расположенными нуклонами, чтобы обеспечить выполнение закона сохранения импульса. Этот факт нашел отражение в квазидейтронной модели Левинджера [1], предсказывающей пропорциональность сечений фотоядерных реакций сечению фоторасщепления дейтрона. В модели поглощения  $\gamma$ -кванта  $np$ -парой с учетом обменных мезонных токов [2,3] объяснена энергетическая зависимость полного сечения. Детальные сведения о корреляционных формфакторах можно получить из анализа дифференциальных сечений [3]. В области промежуточных энергий нельзя сделать однозначного вывода о механизме реакций: фотообразование некоторых низколежащих возбужденных состояний промежуточных ядер объясняется в модели двухчастичного механизма, других – в модели одночастичного. Уточнение модели требует экспериментальных результатов по фотообразованию высоковозбужденных состояний, распадающихся преимущественно с образованием адронов. Исследование многочастичных реакций предполагает использование детектора с большим телесным углом захвата. Здесь сообщаются результаты измерения асимметрии угловых распределений нуклонов из реакций типа  $A(\gamma, N)(A-1)$  на ядрах р-оболочки с образованием высоковозбужденных остаточных ядер и анализ их в модели поглощения  $\gamma$ -кванта  $np$ -парой.

Эксперимент выполнен методом диффузионной камеры в магнитном поле напряженностью 1.5 Тл, установленной на тормозном пучке  $\gamma$ -квантов с максимальной энергией 150 МэВ. Камера заполнялась 13% смесью метана или кислорода с гелием. Мягкая компонента тормозного спектра убиралась бериллиевым фильтром толщиной 2.5 рад. ед. Спектральное распределение фотонов бралось шиффовским, исправленным на неравномерное ослабление его фильтром.

Измерены дифференциальные сечения следующих реакций, идущих через стадию двухчастичных:

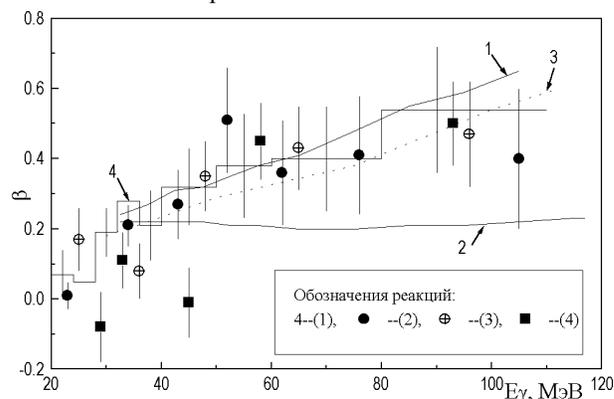
1. а)  $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{11}\text{B}_0$ ,  
 б)  $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{11}\text{B}^* \rightarrow {}^{11}\text{B}_0 + \gamma'$ ,
2. а)  $\gamma + {}^{16}\text{O} \rightarrow p + {}^{15}\text{N}_0$ ,  
 б)  $\gamma + {}^{16}\text{O} \rightarrow p + {}^{15}\text{N}^* \rightarrow {}^{15}\text{N}_0 + \gamma'$ ,
3.  $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{11}\text{B}^* \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}$ ,



Каналы первых двух реакций в эксперименте не разделялись. Энергия  $\gamma$ -кванта определялась на основании законов сохранения в предположении, что конечные ядра образуются в основном состоянии. Детали метода выделения реакций и получения кинематических параметров частиц сообщались ранее [4-7]. Коэффициент асимметрии угловых распределений по отношению к  $90^\circ$  определялся по формуле

$$\beta = \left( \int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\theta - \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\theta \right) / \int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\theta. \quad (1)$$

На рис. 1 показана зависимость коэффициента асимметрии от энергии. С ростом энергии коэффициент растет. За гигантским резонансом у него нет заметной зависимости от атомного номера исходного ядра и вида нуклона. Для сравнения кривой 2 приведен коэффициент асимметрии в реакции фоторасщепления свободного дейтрона, полученный подстановкой данных [8] в соотношение (1). В реакциях на ядрах р-оболочки коэффициент растет значительно быстрее.



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента асимметрии от энергии. Кривые 1-3 объяснены в тексте.

Анализ экспериментальных результатов выполнен в модели поглощения  $\gamma$ -кванта коррелированной нуклонной парой методом Монте-Карло. К реакции типа  $A(\gamma, N)(A-1)$  относились события, у которых один нуклон пары не покидал ядро. В расчетах использована факторизация сечения в виде двух сомножителей [3], один из которых описывает

импульсное распределение пр-пар в сходном ядре, а второй является Фурье-преобразованием корреляционной функции. Расчеты выполнены в рамках квазидейтронной кинематики [9]. При энергии возбуждения промежуточных ядер в реакциях 1-5 можно положить, что оба нуклона отделяются из р-оболочки. Импульсное распределение пр-пар принято таким как в р-оболочке ядра кислорода [9]. Вероятность нуклонам пары иметь импульс относительного движения  $q$  задавалась функцией Гаусса. Учет ВКС выполнен в простейшей модели [10]. Как и в [10], учитывалось только взаимодействие выходящего нуклона с остаточным ядром. Полагалось, что действие вещественной части оптического потенциала сводится к уменьшению кинетической энергии нуклона без изменения направления его движения. Мнимая часть потенциала уменьшает вероятность процесса. При моделировании принималось, что спектр фотонов имеет ту же форму, что и в эксперименте. Выход событий моделировался, исходя из зависимости полного сечения реакции от энергии. Угловые распределения нуклонов в системе  $\gamma+np$  брались или такими же как в реакции фоторасщепления свободного дейтрона [8] или в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a(2 + 3\sin^2\theta), \quad (2)$$

соответствующему электрическому дипольному переходу при поглощении  $\gamma$ -кванта пр-парой в триплетном состоянии. На рис. 1 кривой 1 показан результат расчета. Расчетный коэффициент не зависит от вида угловых распределений в системе  $\gamma+np$ .

Качественно энергетическую зависимость коэффициента асимметрии угловых распределений в этих реакциях можно объяснить кинематически. Увеличение асимметрии по сравнению с реакциями типа  $(\gamma, pn)$  связано с несимметричностью по отношению к  $90^\circ$  вероятности поглощения нуклона: вышедший в заднюю полусферу нуклон встречает более плотную 'мишень' из-за релятивистского сокращения объема. Оценка этого эффекта на основании соотношения (11.1) из [11] для угловых распределений (2) дает:

$$\beta = \frac{4}{3\pi} \left( \frac{3v_{ц}}{v_0} + \frac{\langle v \rangle}{v_p} \right), \quad (3)$$

где  $v_{ц} \cong E_{\gamma}/Am$  - скорость системы центра реакции в лс,  $v_0 \cong \langle P \rangle / (A-2)m$  - средняя скорость системы (A-2) нуклонов в лс,  $\langle P \rangle$  - среднее значение модуля импульса пр-пары в лс,  $\langle v \rangle \cong \omega(A-2)/2Am$  - средняя скорость системы  $\gamma+np$  по отношению к системе центра,  $v_p$  - скорость протона в системе  $\gamma+np$ . Расчет по формуле (3), показанный кривой 3 на рис. 1, удовлетворительно согласуется с экспериментом.

За гигантским резонансом в реакциях 1 и 2 преобладает фотообразование возбужденных состояний промежуточных ядер [4,5], которые распадаются, испуская  $\gamma$ -квант. Здесь принято, что

энергия их возбуждения ниже 11 МэВ, так как при более высоких энергиях преобладают адронные распады [12]. Ранее измеренная [6] энергия возбуждения промежуточных ядер в реакциях 3 и 4 равна соответственно 11 и 11.4 МэВ, а в реакции 5 17.2 МэВ [7]. На рис. 2 показана зависимость коэффициента асимметрии от энергии возбуждения промежуточного ядра для энергии  $\gamma$ -кванта 80 МэВ. Коэффициент асимметрии фотообразования основного и низколежащих возбужденных состояний ядер извлечен из угловых распределений в реакциях фоторасщепления ядер углерода [10] и кислорода [13] по формуле (1). Совокупность экспериментальных данных проявляет зависимость коэффициента асимметрии от энергии возбуждения промежуточного ядра. Кривая, рассчитанная в предположении поглощения  $\gamma$ -кванта

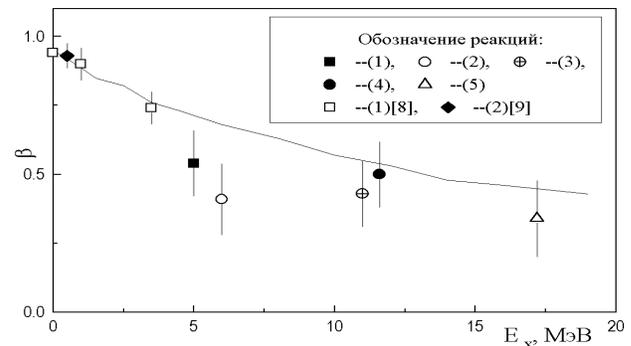


Рис. 2

коррелированной нуклонной парой, согласуется с экспериментальными данными.

В результате эксперимента получен коэффициент асимметрии угловых распределений нуклонов в пяти многочастичных реакциях, идущих через стадию двухчастичных, в энергетическом интервале от гигантского резонанса до порога рождения мезонов. Обнаружена его зависимость от энергии возбуждения промежуточного ядра. Результаты эксперимента удовлетворительно объяснены в модели поглощения  $\gamma$ -кванта нуклонной парой.

## Литература

1. Levinger J.S. Phys.Rev. **84**, 43(1957)
2. Hebach H. et al. Nucl. Phys. **A267**, 425(1976).
3. Boato L. et al. J. Phys. **G15**, 1605(1989).
4. Кириченко В.В. и др. ЯФ **27**, 588 (1978).
5. Ходячих А.Ф. и др. УФЖ **25**, 229 (1980).
6. Кириченко В.В. и др. ЯФ **29**, 572(1979)
7. Волощук В.И. и др. ЯФ **49**, 916 (1989).
8. Thorlacius A.E. et al. Phys. Rev. **C33**, 1930(1986).
9. Schier H. et al. Nucl. Phys. **A229**, 93(1974).
10. Findlay D.I.S. et al. Nucl. Phys. **A229**, 53(1977).
11. Балдин А.М. и др. Кинематика ядерных реакций. Атомиздат М. (1968).
12. Ajzebbeg-Selove F. Nucl. Phys. **A152**, 1(1970).
13. Matthews J.L. et. al. Nucl. Phys. **A267**, 51(1976).

Статья поступила: в редакцию 25 мая 1998 г.,  
в издательство 1 июня 1998 г.