

## Исследование $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрии в расщеплении дейтрона линейно-поляризованными фотонами

*В.Б.Ганенко, Ю.В.Жебровский, А.С.Костромин, Л.Я.Колесников, С.И.Нагорный,  
А.Л.Рубашкин, П.В.Сорокин*

*ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ, г. Харьков*

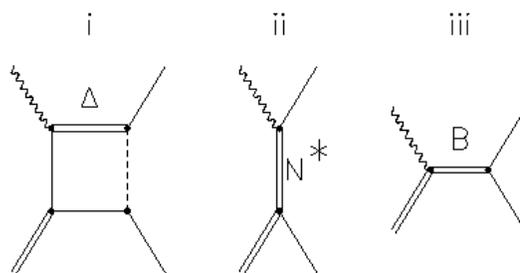
В работе представлены результаты измерения асимметрии сечений  $\Sigma = (d\sigma^{\parallel} - d\sigma^{\perp}) / (d\sigma^{\parallel} + d\sigma^{\perp})$  в реакции  $\gamma d \rightarrow np$ , полученные на пучке линейно-поляризованных фотонов Харьковского линейного ускорителя электронов в диапазоне энергий  $E_{\gamma} = (80 \dots 140)$  МэВ для угла вылета протонов  $\Theta^* = 90^\circ$ .

Асимметрия сечений  $\Sigma(E_{\gamma}, \Theta^*)$  в реакциях фоторасщепления связанных систем линейно-поляризованными  $\gamma$ -квантами обусловлена, как известно, интерференцией электрических  $E_L$  и магнитных  $M_L$  мультипольных переходов. При малых энергиях фотонов характерен доминирующий вклад  $E1$  перехода, в результате чего  $\Sigma(90^\circ)$  близка к 1. С ростом энергии фотона относительные вклады электрических и магнитных переходов становятся сравнимыми,  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрия уменьшается и при некоторой энергии  $E_{\gamma}^0$  она может изменить знак.

В процессе фоторасщепления дейтрона существенную роль в расположении точки изменения знака  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрии играет  $M1$ -переход [1]. Анализ имеющихся в литературе [2,3] экспериментальных данных в диапазоне энергий  $E_{\gamma} = (40 \dots 160)$  МэВ показал, что  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрия сечений фоторасщепления дейтрона линейно-поляризованными фотонами изменяет знак при энергии  $E_{\gamma} = (116,33 \pm 1,62)$  МэВ. Между тем, расчеты либо вообще не предсказывают изменение знака, либо  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрия становится равной нулю при  $E_{\gamma} > 140$  МэВ. В работе [1], например, показано, что сместить точку изменения знака  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрии до энергии фотонов  $E_{\gamma} \sim 125$  МэВ можно путем усиления  $M1$ -перехода в 1,5-2,0 раза. Вероятными механизмами, позволяющими увеличить относительную роль  $M1$ -перехода при  $E_{\gamma} \geq 100$  МэВ являются:

- i – возбуждение виртуальных  $\Delta$ -резонансов [4];
- ii – взаимодействие фотонов с примесью резонансной (роперовской) конфигурации основного состояния дейтрона [5-7];
- iii – возбуждение в NN-системе узких дибарионных резонансов с массой  $M_R < (2m_N + m_p)$  [7].

Соответствующие указанным механизмам диаграммы приведены на рис.1.



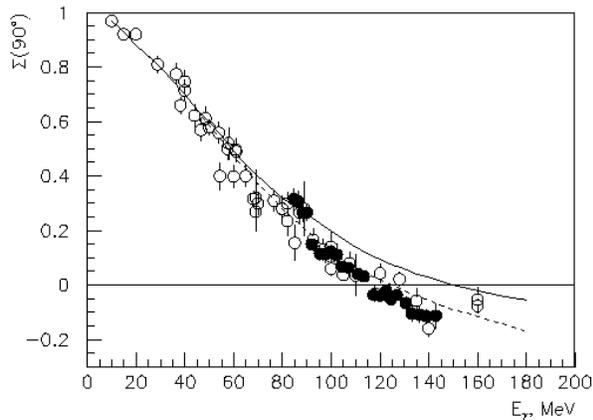
**Рис. 1.** Диаграммы, усиливающие роль  $M1$ -перехода.

Авторам работ [2,8] только для парижского потенциала удалось, привлекая диаграмму с  $\Delta$ -изобарой в промежуточном состоянии, уменьшить значение энергии фотонов, при котором  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрия изменяет знак, до  $E_{\gamma}^0 \sim 125$  МэВ (пунктирная кривая на рис.2). В то же время расчеты этих же авторов для боннского потенциала, представленные на рис.2 сплошной кривой, приводят к  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрии, которая не изменяет знак вплоть до энергии фотонов  $E_{\gamma} \sim 150$  МэВ. Наблюдается, на первый взгляд, заметная чувствительность к выбору потенциала. Однако, такой вывод можно сделать только в случае, если расчеты [2,8] с парижским и боннским потенциалами оказались бы идентичными. Однако, в этих работах точное согласование электромагнитных токов (полюсных и МЕС) с NN-гамильтонианом достигнуто только для случая боннского потенциала, соответствующего однобозонным обменам, тогда как расчеты [2,8] с парижским потенциалом не удовлетворяют требованиям сохранения ядерного электромагнитного тока.

Таким образом, энергия, при которой  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрия изменяет знак, представляет интерес для выяснения причин усиления магнитных переходов.

До настоящей работы экспериментальные данные по  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрии в области энергий  $E_{\gamma} > 100$  МэВ, приведенные в обзоре [2] и работе [3], были получены с большим шагом ( $\Delta E_{\gamma} \geq 10$  МэВ) и имели невысокую статистическую точность.

В настоящей работе использована многоканальная система регистрации, позволившая провести измерения  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрии в реакции  $\gamma d \rightarrow p n$  с разрешением  $\Delta E_\gamma/E_\gamma \sim 0,02$  и существенно уменьшить шаг по энергии фотона до величины  $\Delta E_\gamma = (1 \dots 3)$  МэВ.



**Рис. 2.** Энергетическая зависимость  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрии в реакции  $\gamma d \rightarrow p n$ . Точки:  $\bullet$  - настоящая работа,  $\circ$  - результаты из [2,3]. Кривые: расчет Ареховела и др.[2,8] с парижским (пунктир), и боннским (сплошная линия) потенциалами.

Пучок квазимонохроматических линейно-поляризованных фотонов, получаемый в результате когерентного тормозного излучения электронов с энергией  $E_e = 800$  МэВ на монокристалле алмаза толщиной 1 мм, формировался системой очищающих магнитов и коллиматоров на жидкодейтериевую мишень толщиной 10 мм, расположенную в фокусе магнитного спектрометра. Детектирование протонов осуществлялось семиканальным телескопом сцинтилляционных счетчиков, обеспечивающим разрешение по импульсу частицы  $\Delta P/P = 0,01$ .

Детальное описание экспериментального оборудования и методики исследования асимметрии в условиях линейного ускорителя электронов дано в работе [9]. Выбор ориентации монокристалла алмаза для фиксированной энергии фотонов осуществлялся по максимуму величины когерентного эффекта [10] для центрального канала телескопа сцинтилляционных счетчиков. В соответствии с формой спектра фотонов величина когерентного эффекта для других каналов уменьшалась незначительно, так что однозначная связь степени поляризации фотонов с величиной когерентного эффекта, установленная в работе [10] для единственного узла (2,0) монокристалла алмаза, была справедлива для всех семи каналов детектирования.

Результаты измерения  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрии приведены на рис. 2 вместе с данными из работ [2,3] и расчетами [2,8] с парижским и боннским потенциалами.

С помощью процедуры МНК результаты настоящей работы и данные из [2,3] по  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрии

сечений в диапазоне энергий  $E_\gamma = (40 \dots 160)$  МэВ были аппроксимированы функцией вида

$$\Sigma(E_\gamma) = A(E_\gamma - E_\gamma^\circ) + B(E_\gamma - E_\gamma^\circ)^2,$$

где параметры  $A$ ,  $B$  и  $E_\gamma^\circ$  использовались в качестве подгоночных. В результате подгонки 106 экспериментальных точек были получены следующие значения параметров:  $E_\gamma^\circ = (117,46 \pm 0,07)$  МэВ,  $A = (-5,19 \pm 0,21)$  МэВ<sup>-1</sup> и  $B = (55,6 \pm 3,5)$  МэВ<sup>-2</sup> при  $\chi^2 = 1,3$ . Для сравнения напомним, что без результатов настоящей работы ошибка параметра  $E_\gamma^\circ$  была равна 1,62 МэВ и при этом величина  $\chi^2 = 7,6$ .

На основе релятивистского калибровочно-инвариантного подхода [11] нами были проведены расчеты  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрии в реакции фоторасщепления дейтрона с учетом 1,7% примеси  $NN^*$ -конфигурации в ядре ( $N^*$ -резонанс Ропера с массой 1440 МэВ). Вклады соответствующих полюсных диаграмм  $\gamma NN^*$  калибровочно инвариантны, а константы в  $\gamma NN^*$  вершинах взяты из работы [12].

Для расчета  $NN$ -конфигурации использовались ковариантные вершинные функции  $d \rightarrow NN$ , соответствующие парижскому потенциалу. Вершинные функции  $d \rightarrow NN^*$  были рассчитаны на основе  $dNN$ -конфигурации с дополнительным учетом одномезонного обмена. При этом использовался стандартный набор констант в  $\pi NN$  и  $\pi NN^*$  вершинах.

Данный расчет  $\Sigma(90^\circ)$ -асимметрии практически совпадает с пунктирной кривой на рис. 2 для парижского потенциала.

## Литература

1. Ying S. et al. Phys.Rev. **C38**, 1584 (1988).
2. Arenhovel H., Sanzone M. Few-Body Systems. 1991. Supplement 3.
3. Ганенко В.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, **50**, 220 (1989).
4. Ogawa K. et al. Nucl.Phys. **A340**, 451 (1980).
5. Nagorny S. et al. Proc. of the 8 Simp. Electromag. Int. of Nucl. at Low and Medium Energies. Moscow-1992. P.43.
6. Нагорный С.И. и др. ЯФ. **55**, 345 (1992).
7. Ганенко В.Б. и др. Письма в ЖЭТФ. **48**, 238 (1988).
8. Schmitt K.-M. and Arenhovel H. Few-Body Systems. **7**, 85, (1989).
9. Горбенко В.Г. и др. Препринт ХФТИ, 78-16. Харьков, 1978.
10. Горбенко В.Г. и др. ЯФ. **17**, 793 (1973).
11. Нагорный С.И. и др. ЯФ. **49**, 749 (1989).
12. Muta T. Nuovo Cimento. **51A**, 1154 (1967).

Статья поступила в редакцию 30 мая 1998 г.,  
в издательство 1 июня 1998 г.