



УДК 539.172.2:539.171.11

© В. А. Кныр, В. Г. Неудачин, Н. А. Хохлов, 2007

**ОПИСАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ИНДУЦИРОВАННОЙ
ПОЛЯРИЗАЦИИ В РЕАКЦИИ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ
ДЕЙТРОНА ПРИ ЭНЕРГИЯХ ФОТОНА ДО 2.5 ГэВ
В РАМКАХ РЕЛЯТИВИСТСКОГО КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОГО
ФОРМАЛИЗМА**

Кныр В. А. – д-р физ.-мат. наук, проф. кафедры «Физика» завкафедрой «Физика» (ТОГУ); *Неудачин В. Г.* – д-р физ.-мат. наук, проф., НИИЯФ им. М. В. Ломоносова, завлабораторией теории атомного ядра; *Хохлов Н. А.* – канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры «Физика» (ТОГУ)

Представлены расчеты в рамках точечной формы релятивистской квантовой механики индуцированной поляризации p_y в реакции фоторасщепления дейтрона при энергиях фотона до 2.5 ГэВ и угле вылета протона в системе центра масс $\theta_{с.ц.м.} = 90^\circ$. Результаты, полученные с использованием релятивистской квазипотенциальной модели на основе Московского потенциала, хорошо согласуются с экспериментальными данными при энергиях фотона выше 1 ГэВ. Показана необходимость учета взаимодействия в конечном состоянии.

Calculations in frames of the point form of the relativistic quantum mechanics of the induced polarization p_y in photodisintegration of the deuteron are presented at photon energies up to 2.5 GeV and proton emission angle $\theta_{s.c.m.} = 90^\circ$. Results which were derived by using the relativistic quasipotential model based on the Moscow potential are in good accordance with the experimental data at photon energies above 1 GeV. It is shown that taking into account of the final state interaction is necessary.

Введение

Дейтрон, будучи простейшей ядерной системой, является одним из наиболее подходящих объектов исследования проявлений кварковых степеней свободы в ядерных реакциях при промежуточных энергиях в области действия непертурбативной квантовой хромодинамики (КХД). В частности, интерес вызывает фоторасщепление дейтрона $\gamma d \rightarrow np$ при энергиях фотонов $E_\gamma \approx 2$ ГэВ. В работе [1] мы дали успешное опи-



сание дифференциальных сечений обсуждаемой реакции в области энергий $E_\gamma \approx 1,5 - 2,5$ ГэВ на базе Московского потенциала (МП) нуклон-нуклонного взаимодействия. МП ассоциируется с узлами кварковой природы радиальных волновых функций в S - и P -волнах при расстояниях между нуклонами $r \approx 0,5$ Фм. Этот потенциал имеет феноменологическую природу, качественные кварковые аргументы в его пользу приведены в работах [2–3]. В качестве очередной его проверки в настоящей работе мы анализируем поведение индуцированной поляризации p_γ в реакции фоторасщепления дейтрона в области энергий E_γ до 2,5 ГэВ. Это дополняет наш анализ дифференциальных сечений, поскольку в выражения для поляризационных данных включают интерференционные члены.

Формализм релятивистской потенциальной модели

Используемый в нашей работе подход основан на точечной форме (ТФ) динамики релятивистской квантовой механики (РКМ). Как дейтрон, так и конечные состояния рассеяния протона и нейтрона описываются волновыми функциями, которые являются собственными функциями оператора массы (или квадрата массы) системы. Потенциал в этом случае вводится как возмущающая добавка к оператору массы (квадрата массы). Волновая функция, описывающая состояние системы в системе центра масс, является решением уравнения типа Шредингера [4]. Данный подход описан нами в деталях в работах [5–8]. В работе [9] получены нуклон-нуклонные парциальные потенциалы, описывающие дейтрон и состояния NN -рассеяния. Эти потенциалы являются потенциалами типа МП с запрещенными состояниями в S - и P -волнах и хорошо описывают результаты фазового анализа до 3 ГэВ. В работе [10] нами показано, что такое описание при высоких энергиях согласуется с Глауберовым описанием NN -рассеяния.

Общая теория поляризационных процессов дана в работах харьковской группы [13]. Нам в связи с экспериментами [10] для анализа нужны приведенные ниже конкретные поляризационные амплитуды, для их определения введем удобную систему координат $(p+n)$ для конечного pn состояния и кинематические обозначения: \mathbf{k} – импульс циркулярно поляризованного фотона, \mathbf{q}_f – конечного протона. Оси координат определены как $\hat{z} = \hat{\mathbf{q}}_f$, $\hat{y} = \hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{q}}_f$, $\hat{x} = \hat{y} \times \hat{z}$, здесь имеется в виду система центра масс (с. ц. м.) конечной pn -пары в континууме, совпадающая с с.ц.м. фотона и дейтрона.



Компонента p_y индуцированной поляризации протона, перпендикулярная плоскости реакции xz , представляется как [13]

$$p_y = 2 \operatorname{Im} \sum_{i=1}^3 \sum_{\pm} \pm T_{i\pm}^* / f(\theta),$$

где

$$f(\theta) = \sum_{i=1}^6 \sum_{\pm} |T_{i\pm}|^2.$$

Спиральные амплитуды $T_{i\pm} = \langle \lambda_1, \lambda_2 | T | \lambda_\gamma, \lambda_d \rangle$ (где λ_γ – спиральность фотона, λ_d – спиральность дейтрона, λ_1, λ_2 – спиральности нуклонов в конечном состоянии) определены следующим образом

$$\begin{aligned} T_{1\pm} &= \left\langle \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} \middle| T | 1, 1 \right\rangle, \quad T_{2\pm} = \left\langle \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} \middle| T | 1, 0 \right\rangle, \quad T_{3\pm} = \left\langle \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} \middle| T | 1, -1 \right\rangle, \\ T_{4\pm} &= \left\langle \pm \frac{1}{2}, \mp \frac{1}{2} \middle| T | 1, 1 \right\rangle, \quad T_{5\pm} = \left\langle \pm \frac{1}{2}, \mp \frac{1}{2} \middle| T | 1, 0 \right\rangle, \quad T_{6\pm} = \left\langle \pm \frac{1}{2}, \mp \frac{1}{2} \middle| T | 1, -1 \right\rangle. \end{aligned} \quad (1)$$

В указанной системе координат импульс конечного нейтрона направлен против оси z , поэтому проекция спина нейтрона на ось z равна $-\lambda_2$. В этой системе волновая функция конечного np -континуума записывалась ранее [1] в виде:

$$\begin{aligned} |\chi_f, \mathbf{q}_f \uparrow \uparrow z, SM\rangle_{n.p.} &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{q_f r} \sum_{J=0}^{J+S} \sum_{l=J-S}^{J+S} \sum_{l'=J-S}^{J+S} i^{l'} u_{l',l}^J(q_f, r) C_{10 SM}^{JM} \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} |l', S, JM\rangle \\ |l', S, JM\rangle &= \sum_{m'} \sum_{\mu} C_{l' m' S \mu}^{JM} Y_{l' m'}(\mathbf{n}) \chi_{S \mu}, \end{aligned}$$

индекс «н.р.» – нерелятивистская нормировка [1]. Преобразование к волновой функции со спиральностями λ_1, λ_2 определяется как

$$|\chi_f, \mathbf{q}_f \uparrow \uparrow z, \lambda_1, \lambda_2\rangle = \sum_{S=0,1} C_{\frac{1}{2}, \lambda_1, \frac{1}{2}, -\lambda_2}^{SM} |\chi_f, \mathbf{q}_f \uparrow \uparrow z, SM\rangle_{n.p.}.$$

Спиральности фотона и дейтрона $\lambda_\gamma, \lambda_d$ в начальном состоянии естественным образом определяются (в той же системе отсчета) в другой системе координат $(\gamma + d)$, когда ось z направлена вдоль импульса \mathbf{k} , ось y та же, и $\hat{x} = \hat{y} \times \hat{z}$.

В этой системе импульс дейтрона направлен против оси z , т. е. внутренняя волновая функция дейтрона имеет вид

$$|\chi_f, \lambda_d\rangle_{i.d.} = \frac{1}{r} \sum_{l=0,2} u_l(r) |l, 1; 1M_J = -\lambda_d\rangle.$$

Все вычисления матричных элементов (формализм работ [1, 4]) производятся в системе отсчета определенной условием

$$\vec{G}_f + \vec{G}_i = 0 \quad (2)$$

Здесь $\vec{G}_f = \vec{P}_f / M_f$, $\vec{G}_i = \vec{P}_i / M_i$ – пространственные составляющие 4-скоростей центров масс начального дейтрона и конечной np -системы соответственно. M_i , M_f – массы дейтрона и конечной np -системы соответственно. Выбор этой системы отсчета приводит к упрощениям в формализме (ссылки в работах [5–8]). Преобразование из с.ц.м. $\gamma + d$ в систему отсчета (10) осуществляется бустом вдоль оси z , и при этом проекция полного момента дейтрона M_J на ось z не меняется. Переведем из системы координат $n+p$ в систему координат $\gamma + d$ и волновую функцию конечного np -континуума. Это преобразование спин-угловой функции (6) и к спиральному базису, и к системе координат $\gamma + d$ (отметим, что при трехмерных вращениях спиральности не меняются, т. к. являются псевдоскалярами):

$$|l', \mathbf{q}_f(\theta, \varphi); J, \lambda_1, \lambda_2\rangle = \sum_S C_{S_1 \lambda_1, S_2 - \lambda_2}^{SM} \sum_{M'} D_{MM'}^J(\varphi, \theta, 0) |l' S; JM'\rangle,$$

где $D_{MM'}^J(\alpha, \beta, \gamma)$ – матрицы конечных поворотов и углы φ , θ характеризуют ориентацию вектора \mathbf{q}_f в системе координат $\gamma + d$.

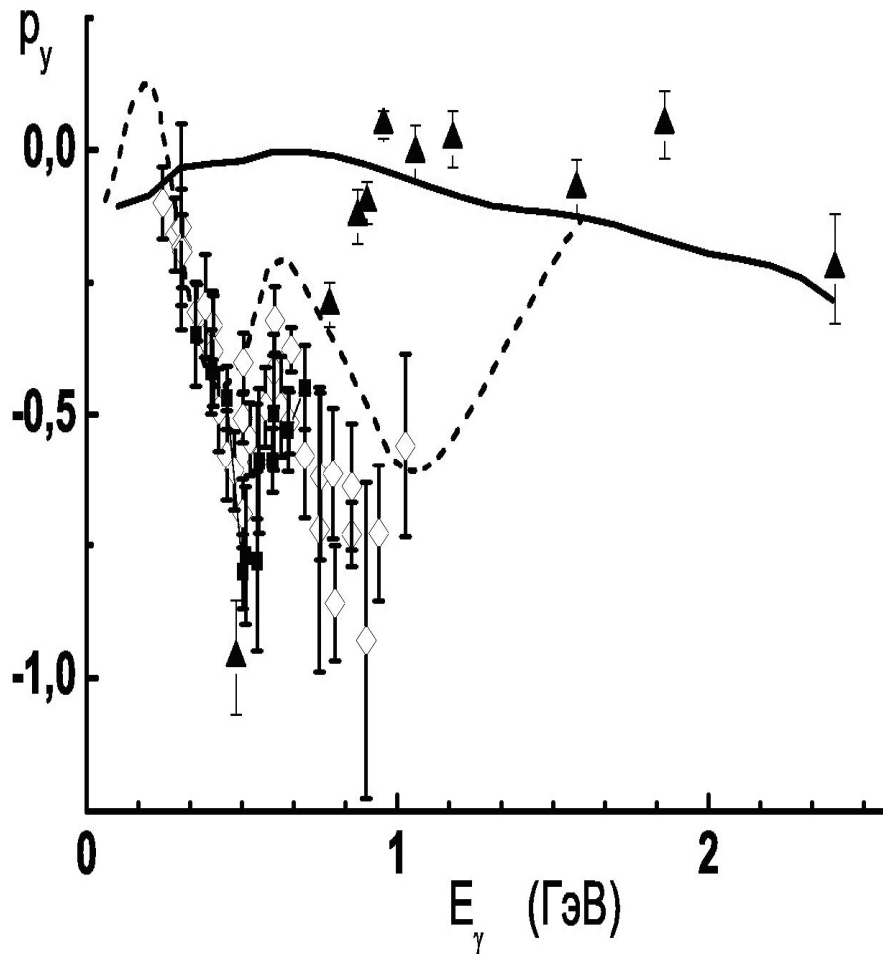
Результаты

Описав поляризационный формализм, отметим, что для определения радиальных волновых функций используется, как и в работе [1], квазипотенциальное уравнение, парциальные МП и параметры мнимости α , определенные [9] с помощью решения обратной задачи рассеяния [10] из данных упругого NN -рассеяния. Результаты расчетов приведены на рисунке. Показаны для полноты картины также имеющиеся результаты измерений [14] и результат расчета в рамках мезон-барионной модели из той же работы.

Наш расчет неплохо описывает экспериментальные результаты в области энергий фотона $E_\gamma > 1$ ГэВ. При более низких энергиях существенны эффекты, не включенные в нашу модель. Эти эффекты связаны с излучением мезонных обменных токов и резонансами в состояниях np -рассеяния. Кроме этого в области энергий фотона $E_\gamma < 1$ ГэВ имеется существенное расхождение между последними экспериментальными данными (2001 г.) и данными, полученными Харьковской группой в 80-х гг. прошлого века. Отметим, что рассмотренное нами поведение индуцированной поляризации не совместимо ни с пертурбативной КХД [14], ни с мезон-барионной моделью [14]. Результаты экс-



перимента и наш расчет также показывают необходимость учета взаимодействия в конечном состоянии (ВКС), без чего $p_y = 0$.



Индукцированная поляризация p_y в реакции фоторасщепления дейтрона
при $\theta_{с.ц.м.} = 90^\circ$.

Сплошной кривой показаны наши результаты с ВКС (без ВКС $p_y = 0$). Штриховой кривой показаны результаты расчета в мезон-барионной модели из [14]. Данные последнего эксперимента (черные треугольники) из [14]. Остальные экспериментальные данные получены Харьковской группой [13].

**Библиографические ссылки**

1. Кныр В. А., Неудачин В. Г., Хохлов Н. А. // ЯФ 70. 2007.
2. Neudatchin V. G., Obukhovskiy I. T., Kukulin V. I., and Golovanova N. F. // Phys. Rev. C 11. 1975. p.128;
3. В. Г. Неудачин, И. Т. Обуховский, Ю. Ф. Смирнов // ЭЧАЯ 15. 1984.
4. Keister B. D. and Polyzou W. // Ann. Phys. 21. 1991.
5. Хохлов Н. А., Неудачин В. Г., Кныр В. А. // ЯФ 66. 2003.
6. N.A. Khokhlov, V. A. Knyr, V. G. Neudatchin // Phys.Rev. C 68. 2003. 054002.
7. В. А. Кныр, Н. А. Хохлов // Вестник ТОГУ. 2006. № 2.
8. В. А. Кныр, В. Г. Неудачин, Н. А. Хохлов // ЯФ 70. 2007.
9. Khokhlov N. A., Knyr V. A., Neudatchin V. G. // Phys.Rev. C. 75. 2007. 064001.
10. Khokhlov N. A., Knyr V. A. // Phys. Rev. C 73. 2006. 024004.
11. Lev F. // Ann. Phys. (N.Y) 237. 1995.
12. Allen T. W., Klink W. H., and Polyzou W. N. // Phys.Rev. C 63. 2001. 034002 .
13. Barannik V. P., Bratashevskij A. S., Gorbenko V. G. et al. // Nucl. Phys. A 451. 1986.
14. Wijesooriya K., Afanasev A., Amarian M. et al. // Phys. Rev. Lett. 86. 2001.