

## УПРУГОЕ ФОТОН-ДЕЙТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ

А. Д. Алимов, Л. В. Фильков

В последние годы появилось значительное количество работ, связанных с исследованием рассеяния фотонов на дейтронах. Теоретические работы, посвященные упругому рассеянию фотонов на дейтронах, как правило, выполняются в рамках классического импульсного приближения (ИП)<sup>1,2</sup>.

Как показал Каткоский<sup>3</sup>, приближенное выражение для амплитуды рассеяния, учитывающее в дисперсионных соотношениях по переданному импульсу вклад первой аномальной особенности, является релятивистским обобщением импульсного приближения.

В настоящей работе мы обсуждаем задачу упругого рассеяния фотона на дейтроне в рамках дисперсионной теории, учитывая только ближайшую аномальную особенность по  $t$ , что соответствует учету треугольной диаграммы. В качестве примера приведен расчет упругого  $\gamma d$ -рассеяния для углов  $90^\circ$ ,  $110^\circ$  и  $140^\circ$  в области энергий налетающего гамма-кванта до 430 Мэв.

Обозначим через  $k_1$  и  $k_2$  4-импульсы начального и конечного дейтрона. Из этих векторов можно составить следующие инварианты:

$$s = (k_1 + d_1)^2; u = (k_2 - d_1)^2; t = (k_2 - k_1)^2. \quad (1)$$

S-матрицу для фотон-дейтронного рассеяния запишем в виде

$$S_{fi} = \delta_{fi} + \frac{i\delta(d_2 + k_2 - d_1 - k_1)}{(2\pi)^2 \sqrt{16d_{10}d_{20}k_{10}k_{20}}} T_{fi}. \quad (2)$$

В этом выражении  $d_{10}$ ,  $d_{20}$ ,  $k_{10}$  и  $k_{20}$  - энергии соответственно начального и конечного дейтрона и фотона. Для того, чтобы найти инвариантную запись амплитуды  $T_{fi}$ , выберем следующую систему ортогональных базисных векторов:

$$\begin{aligned} K_{\mu} &= \frac{1}{2}(k_1 + k_2)_{\mu}; \quad Q_{\mu} = \frac{1}{2}(k_2 - k_1)_{\mu} = \frac{1}{2}(d_1 - d_2)_{\mu}; \\ P_{\mu} &= \frac{1}{2}(d_1 + d_2)_{\mu}; \quad P'_{\mu} = P_{\mu} - \frac{(PK)}{K^2} K_{\mu}; \quad N_{\mu} = i\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} P'_{\nu} K_{\lambda} Q_{\sigma}. \end{aligned} \quad (3)$$

Требования Лоренц-инвариантности, сохранения четности, калибровочной инвариантности относительно зарядового сопряжения и условия перекрестной симметрии позволяют записать амплитуду  $T_{fi}$  в виде разложения по амплитудам  $T_i^D$  ( $i = 1 + 12$ ). Дифференциальное сечение  $\gamma d$ -рассеяния в с.п.м. выражается следующим образом через амплитуды  $T_i^D$ :

$$\begin{aligned} \frac{1}{r_0^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{1}{6e^4} \left(\frac{M}{W}\right)^2 \left\{ |T_1^D|^2 + |T_2^D|^2 + |T_3^D|^2 - 2|T_4^D|^2 + |T_5^D|^2 + \right. \\ &+ |T_6^D|^2 + |T_7^D|^2 - 2|T_8^D|^2 + 4(-|T_9^D|^2 + |T_{10}^D|^2 - \\ &\left. - |T_{11}^D|^2 + |T_{12}^D|^2) \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $r_0^2 = e^4/(4\pi M)^2$ ;  $e^2/4\pi = 1/137$ ;  $W = \sqrt{s}$  - полная энергия системы  $\gamma + d$ ;  $M$  - масса дейтрона.

Мнимая часть амплитуды перехода для треугольной диаграммы имеет вид

$$\begin{aligned} \text{Im}T &= - \frac{1}{(4\pi)^2} e_{26} e_{16} U_{2\mu}^{\dagger} U_{1\nu} P \int \text{Sp}(\hat{n} + m) \Gamma_{\mu}(\hat{p}_2 + m) \times \\ &\times \sigma_{\sigma} \sigma'_{\sigma}(\hat{p}_1 + m) \Gamma_{\nu} d^4 n \delta(p_1^2 - m^2) \delta(p_2^2 - m^2) \delta(n^2 - m^2), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $e_1$ ,  $e_2$  и  $U_1$ ,  $U_2$  - соответственно начальная и

конечная поляризации фотона и дейтрона.  $P_1, P_2, n - 4$ -импульсы внутренних нуклонов. Матричный элемент  $F^{66'}$  является амплитудой  $\gamma N$ -рассеяния, которая разлагается<sup>5</sup> на 6 инвариантных амплитуд  $T_j^N$  ( $j = 1 \div 6$ ).

Вершина  $np - d$ , обозначенная в (5) через  $\Gamma$ , описывается следующим выражением<sup>4</sup>:

$$\left[ \frac{m}{(2\pi)^3 E_p} \right]^{1/2} \bar{u}(p) \langle n | f | d \rangle = \left[ \frac{m^2}{2E_d E_p E_n} \right]^{1/2} \times \\ \times \bar{u}(p) [F\gamma_\nu - 2Gn_\nu] C\bar{u}(n)U_\nu. \quad (6)$$

Здесь  $F$ -амплитуда  ${}^3S$ -состояния и  $G$ -амплитуда  ${}^3D$ -состояния дейтрона.

Мнимые части можно представить в виде

$$\text{Im}T_i^D = \oint \frac{\overset{\infty}{T}_i^D(s', t) ds'}{[t(4M^2 - t)(s' - s_+)(s' - s_-)]^{1/2}}; \quad (7)$$

где  $\overset{\infty}{T}_i^D$  выражаются через линейные комбинации амплитуд  $T_j^N$ . Реальная часть амплитуды  $T_i^D$  получается из д.с. по  $t$ , причем в интеграле по  $s'$  переменная  $t'$  заменяется на  $t$  (в предположении о слабой зависимости  $\overset{\infty}{T}_i^D$  от  $t'$ ):

$$\text{Re}T_i^D(t) = \Phi_0(t) \oint \frac{\overset{\infty}{T}_i^D(s', t) ds'}{[(s' - s_+)(s' - s_-)]^{1/2}}, \quad (8)$$

где  $\Phi_0(t)$  - формфактор дейтрона.

$$s_{\pm} = s + m^2 + \frac{2M^2(s + M^2)}{4M^2 - t} \pm \frac{2m\sqrt{t - t_0}}{4M^2 - t} \sqrt{-st - (s - M^2)^2}, \\ t_0 = 4M^2 - \frac{M^4}{m^2}, \quad \Delta = s_+ - s_-. \quad (9)$$

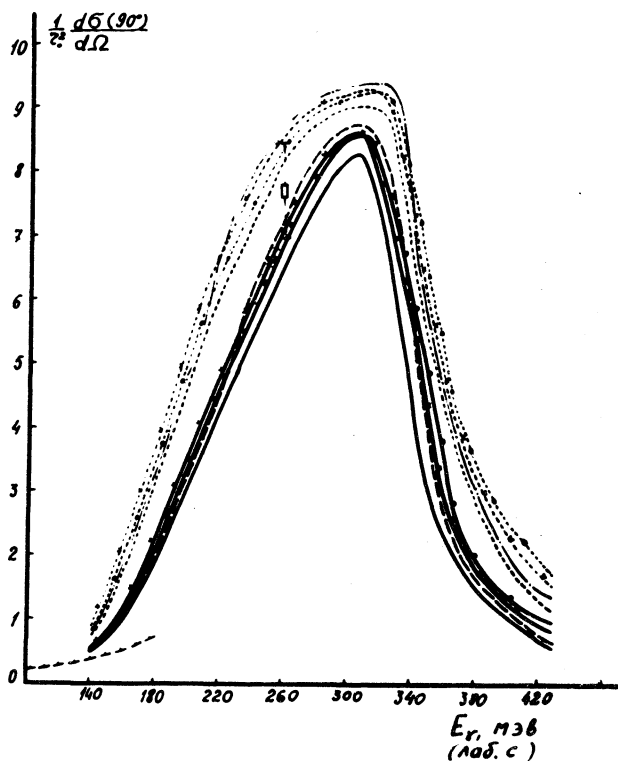
Как было показано в<sup>8</sup>, выражение  $\sqrt{(s' - s_+)(s' - s_-)}$  содержит члены, связанные с учетом относительного движения нуклонов в дейтроне. В случае, когда  $s_+ = s_- = s_0$ , мы приходим к так называемому "формфакторному" приближению, которое при некоторых условиях сводится к классическому ИП, оправданному в области энергий  $\gamma$ -квантов выше порога фоторождения  $\pi$ -мезонов.

В численном анализе для вычисления амплитуд  $T_j^N$  были использованы д.с. из работы<sup>5</sup>.

Мнимые части амплитуд рассеяния  $\gamma$ -квантов на нуклонах выражаются через квадраты амплитуд фоторождения  $\pi$ -мезонов на нуклонах. В амплитуде фоторождения были учтены только  $s$ -волна ( $E_1$ ) и парциальная волна  $M_{33}$ , соответствующая первому резонансу. Результаты расчета дифференциального сечения фотон-дейтронного рассеяния представлены на рис. 1, 2, 3.

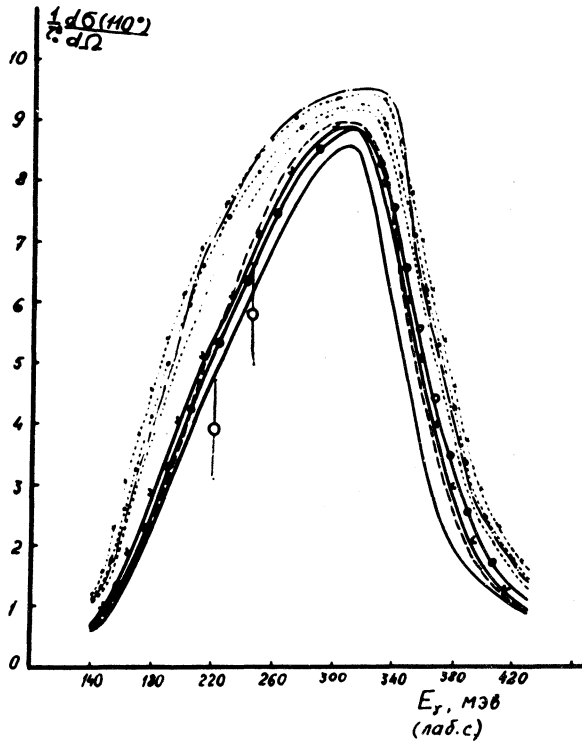
В расчетах использовались различные модели формфактора дейтрона. Если не выходить за рамки примененного метода, то формфактор  $\phi_0$  в (8) является "асимптотическим", т.е. соответствует учету лишь асимптотики волновой функции дейтрона. Как известно, такая модель формфактора довольно-таки груба. Поэтому, наряду с "асимптотическим" формфактором в расчетах применялись модели из работ<sup>8,9,10</sup>. Общим для этих моделей является подбор из теории и эксперимента определенного числа параметров, описывающих формфактор дейтрона. Результаты вычисления показывают, что кривые сечения, полученные с учетом моделей формфакторов  $\phi_M$ , заметно отличаются от кривой, полученной с учетом  $\phi_0$ , однако это отличие и не так велико, как этого можно ожидать. Экспериментальные точки взяты из работ<sup>6</sup>. Для угла рассеяния  $\theta = 90^\circ$  применение моделей<sup>8,9,10</sup> улучшает согласие с экспериментом, а для  $\theta = 110^\circ$  это согласие несколько ухудшается.

Отметим, однако, что экспериментальных данных по  $\gamma d$ -рассеянию слишком мало, а имеющиеся работы

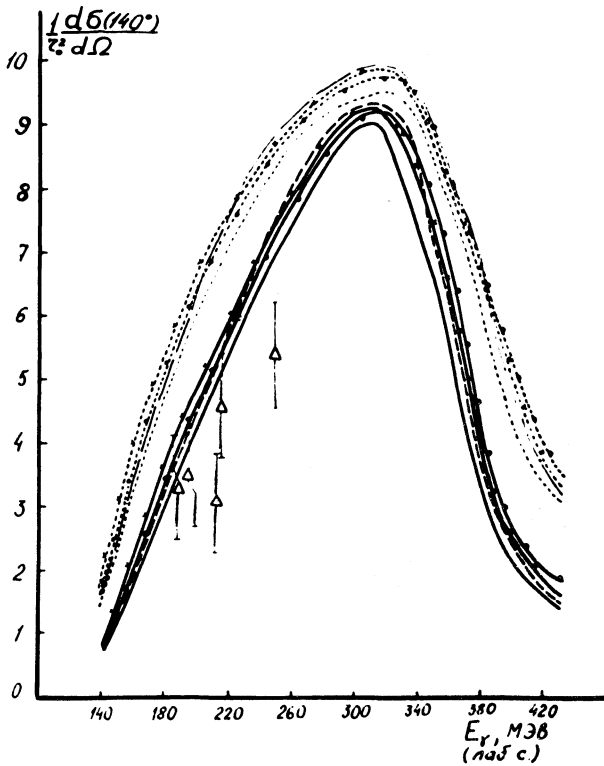


Р и с. 1. Дифференциальное сечение  $\alpha$ -рассеяния для  $\theta = 90^\circ$ .  $\square$  - экспериментальная точка из работы Фокса с сотр.<sup>6</sup>  $\cdot \cdot \cdot \cdot$  - расчет Каппса<sup>1</sup>. Наши результаты с учетом различных моделей формфакторов в случае  $\Delta \neq 0$  (в скобках - результат для тех же моделей в случае  $\Delta = 0$ ):

- (— — — —) - с асимптотическим  $\Phi_0$ ;
- (— — — о — — —) - с моделью из<sup>8</sup>;
- ×— (— — — × — — —) - с моделью из<sup>9</sup>;
- — — (— — — . — — —) - с моделью из<sup>10</sup>.



Р и с. 2. Дифференциальное сечение  $\alpha$ -рассеяния  
на угол  $\theta = 110^\circ$   
o - экспериментальные точки из <sup>6</sup>b, c.



Р и с. 3. Дифференциальное сечение  $\gamma$ d-рассеяния на угол  $\theta = 140^\circ$

$\Delta$  - экспериментальные точки из <sup>6</sup> b, c.

выполнены достаточно давно, чтобы можно было делать какие-то определенные выводы.

Авторы выражают благодарность В. А. Цареву за полезные обсуждения данной работы.

Поступила в редакцию  
29 сентября 1970 г.

### Л и т е р а т у р а

1. R. H. Capps. *Phys. Rev.*, 106, 1031 (1957); 108, 1032 (1957).
2. A. Tenore and A. Verganelakis. *Nuovo Cim.*, 35, 261 (1965).
3. R. E. Cutkosky. *Proc. of the 1960 Annual Intern. Conf. on High-Energy Phys. at Rochester. Intersc. Publ., N. Y., 1960, p. 236.*
4. R. Blankenbecler, M. L. Goldberger and F. Halpern. *Nucl. Phys.*, 12, 629 (1959).
5. P. S. Baranov, L. V. Fil'kov, G. A. Sokol. *Fortsch. der Physik*, 16, 595 (1968).
6. a) L. G. Hyman et al. *Phys. Rev. Lett.*, 3, 93 (1959);  
b) R. S. Jones et al. *Phys. Rev.*, 128, 1357 (1962);  
c) J. Fox et al., *Bull. Am. Phys. Soc.*, 9, 69 (1964).
7. А. Д. Алимов. *Изв. АН УзССР, серия физ.-мат.*, № 1, 5 (1969).
8. M. leBellac, F. M. Renard, Tran Thanh Van. *Nuovo Cim.*, 33, 594 (1964); 34, 450 (1965).
9. MacGee, University of Wisconsin preprint, 1966.
10. H. G. Dosch. *Z. Physik*, 198, 461 (1967).