

Р-НЕЧЕТНАЯ АСИММЕТРИЯ В ПРОТОН-ПРОТОННОМ РАССЕЯНИИ

Г. А. Лобов

Асимметрия в рассеянии продольно-поляризованных протонов неполяризованными протонами рассчитана с использованием потенциалов слабого взаимодействия (СВ) нуклонов от обмена ρ^0 и ω -мезонами в модели Вайнберга — Салама. Амплитуда рассеяния рассчитывалась с двумя потенциалами сильного взаимодействия в борновском приближении с искаженными волнами. Полученные результаты сравниваются с данными опыта.

Слабое взаимодействие нуклонов к появлению асимметрии в рассеянии продольно поляризованных протонов на неполяризованных протонах:

$$A = (\sigma_+ - \sigma_-) / (\sigma_+ + \sigma_-), \quad (1)$$

где σ_{\pm} — сечения рассеяния протонов с положительной и отрицательной спиральностями¹⁾. Асимметрия (1) должна иметь порядок величины $G m_{\pi}^2 \sim 10^{-7}$ ($G = 10^{-5} m_N^{-2}$ — константа слабого взаимодействия), поскольку в рассеянии протонов отсутствуют характерные для ядер эффекты усиления [1].

В данной работе приводятся результаты расчета асимметрии (1) для протонов с энергией $E \leq 300$ МэВ и сравниваются с существующими экспериментальными данными. Полную амплитуду (pp) рассеяния представим в виде:

$$F_{S^{\circ}S} = f_{S^{\circ}S} + g_{S^{\circ}S} \quad (2)$$

где S°, S — полные спины состояний, f — амплитуда сильного взаимодействия, g — амплитуда СВ:

$$g_{S^{\circ}S} = \langle \Psi_{S^{\circ}}^{(-)} | V | \Psi_S^{(+)} \rangle, \quad (3)$$

где V — потенциал СВ протонов. Волновые функции $\Psi^{(\pm)}$ при энергиях $E \leq 300$ МэВ рассчитывались в борновском приближении метода искаженных волн с потенциалами Хамады — Джонстона (жесткий кор) и Рейда (мягкий кор) [2]. Потенциалы СВ нуклонов были получены в модели Вайнберга — Салама в работах [3]. В случае (pp) рассеяния это потенциалы СВ нейтральных адронных токов, соответствующие обменам ρ° и ω -мезонами:

$$V \begin{pmatrix} \rho^{\circ} \\ \omega \end{pmatrix} = - \frac{G g_A m_{\rho}^2}{4\pi\sqrt{2}m_N} \begin{pmatrix} 1 - 2\sin^2\theta_W \\ -2\sin^2\theta_W \end{pmatrix} \left\{ i \begin{pmatrix} 1 + \mu_V \\ 1 + \mu_S \end{pmatrix} \right. \times$$

$$\times \left[\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 [P, v(r)] + (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \cdot p, v(r) \right] \left(\frac{r_1^3 r_2^3}{2} (r_1^3 + r_2^3) \right), \quad (4)$$

где $g_A = 1,25$, θ_W — угол Вайнберга ($\sin^2\theta_W = 0,23 \pm 0,02$), $\mu_V = 3,7$, $\mu_S = -0,12$ — изовекторный и изоскалярный аномальные магнитные моменты нуклона, $v(r) = \exp(-m_{\rho} r)/r$. В выражениях (4) полагается $m_{\rho} \approx m_{\omega}$. Потенциалы СВ нуклонов от обмена ρ° - и ω -мезонами (4) дают правила отбора по изоспину соответственно $\Delta T = 0$ и $\Delta T = 1$. В расчете учитывались состояния системы (pp) с полным моментом $0 \leq J \leq 4$. При энергиях протона $E < 100$ МэВ вклад состояний с $J > 0$ в амплитуду (pp) рассеяния (2) незначителен, однако при $E > 100$ МэВ их вклад, как показывают, расчеты, становится существенным. Эти результаты особенно отчетливо проявляются в дифференциальной асимметрии рас-

¹⁾ Кулоновское взаимодействие протонов не учитывается.

сеяния протонов:

$$A(\theta) = \left(\frac{d\sigma_+}{d\Omega} - \frac{d\sigma_-}{d\Omega} \right) / \frac{d\sigma}{d\Omega} = 2 \operatorname{Re} (f_{00}^* g_{01} + f_{11}^* g_{10}) / (|f_{00}|^2 + |f_{11}|^2) \quad (5)$$

Зависимость от энергии налетающего протона асимметрии (1) приведена на рис. 1 для потенциалов сильного взаимодействия Хамады — Джонстона (сплошная кривая) и Рейда (пунктир). Ее можно пояснить следующим образом. Представим полную амплитуду (pp) рассеяния (2) в виде $F = \sum_J [f(J) + g(J)]$ и рассмотрим только часть этой суммы, соответствующую $J = 0$. При низких энергиях ($E < 50$ МэВ) амплитуды СВ протонов $g_{01}(0)$ и $g_{10}(0)$ являются монотонно убывающими функциями энергии. Амплитуды сильного взаимодействия $f_{00}(0)$ и $f_{10}(0)$ пропорциональны $\sin \delta(^1S_0)$ и $\sin \delta(^3P_0)$. Для иллюстрации зависимость фаз δ от энергии приведена на рис. 2. Таким образом, часть числителя выражения (5), соответствующая $J = 0$ убывает с ростом E , достигает минимума, а затем проходит через ноль вблизи $E = 200$ МэВ.

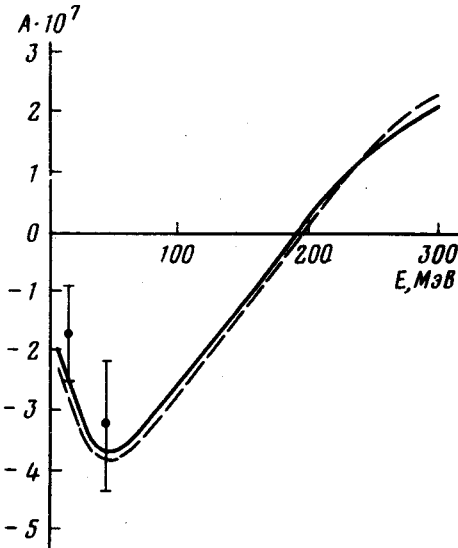


Рис.1

Знаменатель выражения (5) при этом нигде не обращается в ноль. Вклады больших значений моментов, особенно $J = 2$ и $J = 4$, становятся существенными с ростом энергии. Они имеют противоположные знаки по отношению к вкладу момента $J = 0$, и, таким образом, частично компенсируют этот вклад. Этот эффект проявляется в сдвиге минимума асимметрии A к значению энергии протона $E = 50$ МэВ, а нуля к значению $E < 200$ МэВ. Как следует из рис. 1, асимметрии (1) для потенциалов сильного взаимодействия с мягким и жестким кором различаются не более, чем на 20%. На рис. 1 приведены также экспериментальные значения асимметрии $A = (-1,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-7}$ для $E = 15$ МэВ [4] и $A = (-3,2 \pm 1,1) \cdot 10^{-7}$ для $E = 45$ МэВ [5]. Хотя экспериментальные ошибки пока еще велики, эти данные вполне удовлетворительно

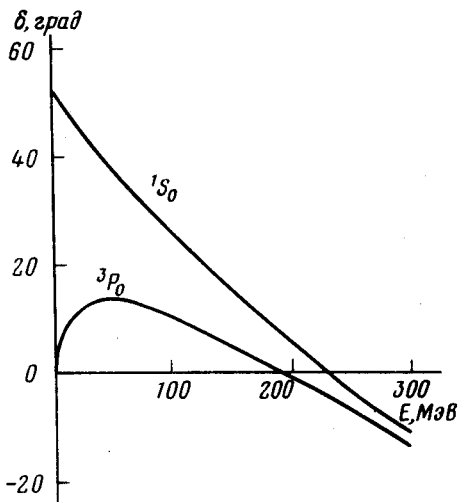


Рис.2.

описываются в рамках проведенного в данной работе рассмотрения — с потенциалами СВ нейтральных адронных токов (4) и учетом сильно-го взаимодействия в борновском приближении метода искаженных волн. В связи с этим следует отметить, что учет нейтральных токов в СВ нуклонов не приводит к устранению существующего расхождения, примерно на два порядка, теоретических результатов [3] и данных опыта [6] для циркулярной поляризации фотонов в процессе $n + p \rightarrow d + \gamma$. В работах [7] вычислен вклад феноменологических изовекторных двух-пионных потенциалов СВ заряженных токов в асимметрию (1). Несмотря на большой радиус действия таких потенциалов $r \sim (2m_\pi)^{-1}$ их вклад в асимметрию пренебрежимо мал $A \lesssim 10^{-8}$. Кроме того для энергий $E < 200$ МэВ они дают асимметрию $A > 0$, что противоречит эксперименту.

Автор благодарен И.С.Шапиро за обсуждение результатов и Р.Ю.Нестеренко за помощь в численных расчетах.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
13 мая 1980 г.

Литература

- [1] И. С. Шапиро. УФН, 95, 647, 1968.
- [2] T. Namada, J.D. Johnston. Nucl. Phys., 34, 382, 1962; R.V.Reid. Annal of Phys., 50, 411, 1968; Дж.Е. Браун, А.Д.Джексон. Нуклон-нуклонные взаимодействия, М., Атомиздат (приложение А), 1979.
- [3] Г.А.Лобов. Письма в ЖЭТФ, 29, 517, 1979; ЯФ, 30, 1353, 1979.
- [4] D.E.Nagle et al. AIP Conf. Proc. NY, №51, 224, 1978.
- [5] R.Balzer et al. Phys. Rev. Lett., 44, 699, 1980.
- [6] V.M.Lobashev et al. Nucl. Phys., A197, 241, 1972.
- [7] M.Simonius. Nucl. Phys. A220, 269, 1974; V.R. Brown et al. Phys. Rev., C9, 935, 1974.