

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АМПЛИТУДЫ С "ПОВОРОТОМ" СПИНА

И.И. Левинтов

На базе модели, в которой поляризованный протон рассматривается как "вращающаяся" частица, рассчитаны параметр R в π -р-рассеянии при 40 Гэв/с . Предсказывается знак асимметрии в реакции $\pi(p, n)2\pi$ на поляризованных протонах.

Вопрос о возможной динамической интерпретации спин-флипа в сильных взаимодействиях до сих пор не рассматривался. Спиновые члены матрицы рассеяния вводятся феноменологически или путем добавки к центральному потенциалу спин-орбитального члена, или путем введения соответствующих реджионных вершин. Ниже излагается наглядная модель амплитуды с "поворотом" спина, которая основана на партонных представлениях. Из этой модели вытекает, что спиновые эффекты в адрон-адронном рассеянии связанные с (σ, I) взаимодействием в первом порядке (поляризация, поворот спина) должны падать с ростом энергии не медленнее чем $(\ln s)^{-2}$, а также другие качественные следствия, которые можно проверить при энергиях порядка Гэв .

Если предположить, что среди партонов составляющих физический нуклон реализуются, как положительные, так и отрицательные четности, то такие конфигурации должны обладать нечетным орбитальным моментом. Например у поляризованного нуклона комбинация

$$\text{физический нуклон } \frac{1}{2}^{(+)} = \text{партон } \frac{1}{2}^{(+)} + \text{партон } 0^{(-)}$$

имеет единичный орбитальный момент $L_z = r_x r_y = 1$, который с вероятностью $2/3$ ориентирован по оси z ¹⁾.

Ориентированному орбитальному моменту можно сопоставить средний полярный импульс $\bar{p}_x = \langle L_z r_{+y} / r^2 \rangle$, лежащий в плоскости нормальной z , и направленный тангенциально к орбите. Рассмотрим рассеяние быстрой безспиновой частицы на поляризованном нуклоне, отвечающем такой "вращающейся" комбинации партонов. Как хорошо известно, амплитуда с поворотом спина M_1 ²⁾ может быть представлена при больших s и малых q в виде

$$M_1 = 2\pi i \int \{ f(+\rho, s) - f(-\rho, s) \} J_1(q\rho) \rho d\rho, \quad (1)$$

где $f(\pm\rho, s)$ – парциальные амплитуды частиц имеющих прицельный параметр ρ и пролетающих "справа" ($+\rho$) и "слева" ($-\rho$) от центра нуклона в плоскости x, y , (спин ориентирован по оси z). Как может возникнуть разность $f(+\rho, s) - f(-\rho, s)$?

¹⁾ Считаем ведезе $\hbar = c = 1$.

²⁾ В этой статье используется матрица рассеяния выраженная через матрицы Паули: $M = M_0 + iM_1\sigma_n$ (n – нормаль к плоскости рассеяния).

Так как плотность партонов покоящегося нуклона, во всяком случае, аксиально симметрична относительно направления z и поэтому не может зависеть от знака ρ в плоскости x, y , то причина возникновения разности может состоять в том, что при пролете "слева" ($-\rho$) тангенциальный импульс вращающихся партонов направлен навстречу налетающей частице; ($-\rho$) отвечает $|j| = l - 1/2$, а при пролете "справа" ($+\rho$) частица "догоняет" партон. При больших s , и малых q , когда вкладом вещественной части в амплитуду можно пренебречь величина $f(\rho, s)$, в случае рассеяния безспиновых частиц имеет, как известно вид [1]

$$f(\rho, s) = \frac{\sigma_0}{2\pi\gamma\eta} \exp\left[-\frac{\rho^2}{2\gamma\eta}\right], \quad (2)$$

где $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{s}{m}$ — быстрота исходных партонов (соударяющихся частиц в СЦИ, $\gamma = 4\alpha_p^2(0) \approx 1(G^2\theta/c)^{-2} \delta_0$ — предельное значение полного сечения.

В нашей модели исходный партон отвечающий поляризованному нуклону первоначально диссоциирует на два партона обладающих единичным орбитальным моментом. Естественно предположить, что величина среднего тангенциального импульса пары $p_x \approx p_{\perp} \approx m$ (p_{\perp} — поперечный импульс партонов). Таким образом партнеры приобретают быстроты в СЦИ соответственно $\eta_{\pm} = \eta_0 \pm \frac{\Delta}{2}$,

где

$$\Delta = \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{p_x^2 + m^2} + p_x}{\sqrt{p_x^2 + m^2} - p_x} = \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{2} + 1}{\sqrt{2} - 1} \approx 1;$$

причем среднее расстояние между партнерами в плоскости x, y определяется условием $\bar{\Delta\rho} = 1/m$.

Процесс соударения безспиновой частицы, обладающей прицельным параметром $+\rho$ с поляризованным нуклоном, можно теперь представить как сумму ее взаимодействий с медленными партонами "потомками" партнера имевшего быстроту η_- и прицельный параметр $\rho - 1/m$, и с "потомками" партнера η_+ имевшего прицельный параметр $\rho + (1/m)$. В соответствии с (2) получим для мнимой части $f(\pm\rho, s)$:

$$f(\pm\rho, s) = \frac{2\sigma_0}{3 \cdot 4\pi\eta_{\mp}\gamma} \exp\left[-\frac{\left(\rho - \frac{1}{m}\right)^2}{2\gamma\eta_{\mp}}\right] + \frac{2\sigma_0}{3 \cdot 4\pi\eta_{\pm}\gamma} \exp\left[-\frac{\left(\rho + \frac{1}{m}\right)^2}{2\gamma\eta_{\pm}}\right] \quad (3)$$

(коэффициент $2/3$ определяется вкладом ориентированного орбитального момента), При $q^2 \ll 1/2\gamma\eta$ и $\eta \gg 1$ с точностью до членов $\sim \Delta^2$

имеем:

$$M_1 = i \sigma_0 \frac{q}{2m} \frac{1}{m^2 \gamma} \frac{\Delta}{\eta^2} ; \quad (4)$$

$$M_0 = i \sigma_0 \exp \left[-\frac{\gamma}{2} q^2 \eta \right] .$$

Таким образом M_1 не содержит P полюса. Это же утверждение относится к "s" канальной амплитуде с изменением спиральности которая асимптотически совпадает с M_1 . Полюс Померанчука содержится тривиальным образом в "t" канальной амплитуде в силу ее связи с M_0 [2].

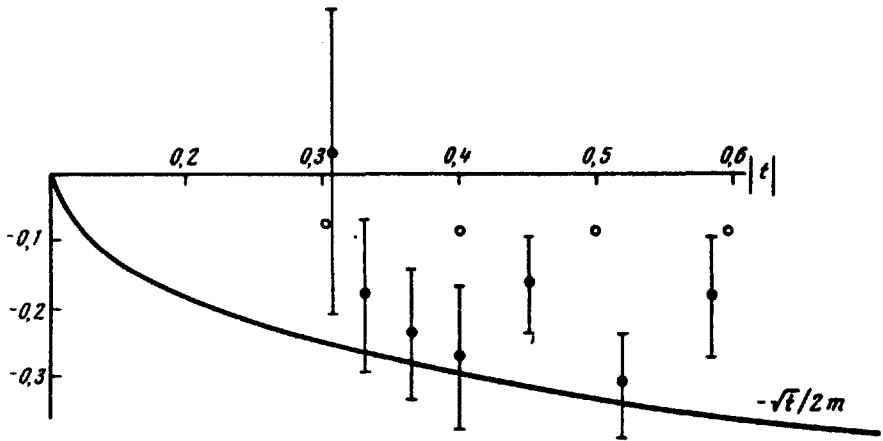


Рис. 1. Параметр R в π^-p при $p_\pi = 40$ Гэв/с

На рис. 1 представлены экспериментальные данные по параметру R в π^-p -рассеянии при $p_L = 40$ Гэв/с¹) [3]. Кривая дает значения R , рассчитанные по формулам (1), (2), причем величина M_1 усреднена по двум массам партонов: 0,14 и 0,938¹). Соответственно, при $p_L = 40$ Гэв взяты скорости $\eta_0(\pi) = 4,1$ и $\eta_0 = 2,2$.

Было показано, что взаимодействие спин-орбита ($\vec{\sigma}, l$) у адронов может быть сведено, в партонной модели, к взаимодействию орбита-орбита (L, l). Таким образом наличие сильной амплитуды M_1 может означать, что у адронов со спином 1/2 имеется "вращение". Возникает вопрос, можно ли в реакциях обнаружить передачу тангенциального импульса, подобно тому как мы говорим о передаче 4-импульса, заряда, странности и т. д. из одной вершины в другую.

Рассмотрим реакцию $\pi(p, n)2\pi$ на поляризованном протоне при $p_\pi \sim \sim 2$ Гэв/с с точки зрения передачи тангенциального импульса \underline{p}_\perp из нуклонной вершины в пионную. Реакция $\pi(p, n)2\pi$ при таких энергиях идет

¹) При $p_L \gg m$; $q^2 \ll 4m^2$; $m = 0,938$ Гэв: $R = -\frac{q}{2m} + \left(\sqrt{\frac{2q^2}{p_L m}} + 2 \operatorname{Re} \frac{M_1}{M_0} \right) \left(1 - \frac{q^2}{8m^2} \right)$

на 70 – 80% через образование ρ -мезона, причем ее сечение хорошо описывается моделью реджизованного однопионного обмена [4] с учетом взаимодействия одного из пионов с нейтроном в конечном состоянии.

Выберем кинематические переменные таким образом, чтобы они соответствовали встречному движению налетающего пиона и виртуального пиона. В этом случае направление импульса нейтрона должно совпадать в лаб. системе с направлением импульса падающего пиона. Если протон поляризован и есть "вращение", то выбор встречной кинематики означает, что образование ρ идет преимущественно в заштрихованной области (рис. 2, а), при условии что спин направлен от читателя. Сам по себе этот факт еще не приводит к асимметрии, так как такая картинка соответствует учету только диаграммы однопионного обмена.

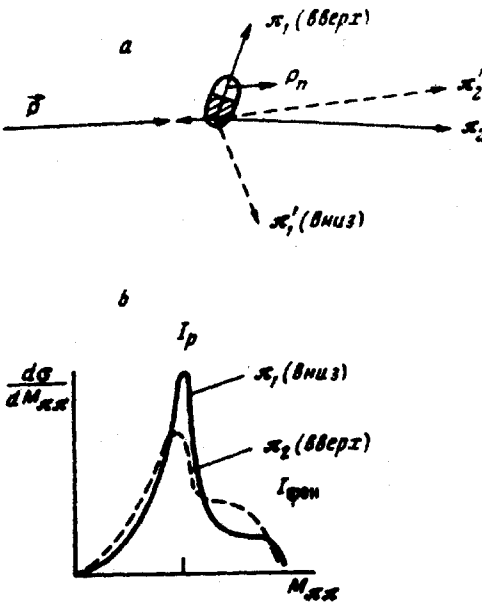


Рис. 2. а, б – Асимметрия в реакции $\pi(p,n)2\pi$

Асимметрию дает учет взаимодействия в конечном состоянии. Взаимодействует с нейтроном в конечном состоянии преимущественно медленный пион, летящий под большим углом. Это взаимодействие проявляется в спектре масс системы $\pi\pi$ как появление избыточного фона вне массы ρ -мезона (рис. 2, б). Выбор "встречной" кинематики, если есть передача тангенциального импульса, приводит к тому, что взаимодействует с нейтроном преимущественно медленный пион, летящий на нашем рисунке вверх. На основе изложенных качественных соображений можно ожидать, что передача тангенциального импульса приведет к определенному знаку асимметрии в спектре масс системы $\pi\pi$, образованной на по-

ляризованном протоне; именно $\left(\frac{I_{\text{фон}}}{I_{\rho}}\right)_{\pi_1(\text{вверх})} > \left(\frac{I_{\text{фон}}}{I_{\rho}}\right)_{\pi_1(\text{вниз})}$

или
$$\frac{(d\sigma/dM_{\pi\pi})_{\text{фон}}}{(d\sigma/dM_{\pi\pi})_{\rho}} = A - BP [p_0 p_{\pi_1}] \quad A, B > 0.$$

Выражая благодарность В.И.Захарову, Л.Б.Окуню, А.Б.Кайдалову за ценные замечания, а также В.П.Канавцу за расчеты параметра R .

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
4 июня 1974 г.

Литература

- [1] В.Н.Грибов. Пространственно-временное описание взаимодействия адронов при высоких энергиях. Сб. "Элементарные частицы". (Первая школа физики ИТЭФ. М., Атомиздат, вып. 1, стр. 65, 1973.
- [2] И.И.Левинтов, Р.М.Рындин. Об удобном способе измерения эффекта поворота спина в мезон-нуклонном рассеянии. ЯФ, 7, 413, 1968.
- [3] 2nd Aix-en-Provence Int. Conf. on Elementary Particles september 1973. IHEP-ITEP-JINR-SACLAY-Collaboration. Measurements of the parameters R and A in π^-p and K^-p Elastic scattering at 40 GeV/c.
- [4] К.Г.Боресков, А.Б.Кайдалов, Л.П.Понаморов. Совместное описание эксклюзивного и инклюзивного образования частиц в модели реджизованного однопионного обмена. Сб. "Элементарные частицы". Первая школа физики ИТЭФ, М., Атомиздат, вып. 3, 1973.