ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 81-29
ОТФ

С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

Серпухов 1981

С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

Направлено в ЯФ

Аннотация

Трошин С.М., Тюрин Н.Е.

Спиновые эффекты при рассеянии на большие углы. Серпухов, 1981.

13 стр. с рис. (ИФВЭ ОТФ 81-29).

Библиогр. 14.

Рассматриваются поляризационные эффекты в упругом рассеянии на большие углы. В рамках метода обобщенной матрицы реакций вычисляется параметр поляризации и сечение рассеяния скалярной частицы на частице со спином 1/2. Показано, что взаимодействие с изменением спиральности вносит существенный вклад в сечение рассеяния в области фиксированных углов.

Abstract

Troshin S.M., Tyurin N.E.

On Spin Effects at Large Angle Scattering. Serpukhov, 1981.

p. 13. (IHEP 81-29).

Refs. 14.

Polarization effects at large angle elastic scattering are considered. The polarization parameter and the differential cross-section for the scattering of scalar particle on spin 1/2 particle are calculated in the framework of the generalized reaction matrix method. It is shown that spin-dependent effects play an important role in large angle elastic scattering and give an essential contribution to the differential cross-section.

1. В настоящей работе рассматривается задача учета спиновых степеней свободы и вычисления параметра поляризации для рассеяния в области больших углов в рамках метода обобщенной матрицы реакций [1,2].

Данные по измерению параметра спиновой корреляции в процессах упругого pp-рассеяния на большие углы в экспериментах с поляризованными пучками [3], которые выявили неожиданно сильную угловую зависимость этого параметра, а также ряд других экспериментов приводят к заключению о важности учета спина частиц при изучении адронных процессов в области больших значений переданного импульса. Естественно, что в этой ситуации является интересным изучение поведения спиновых характеристик при рассеянии на большие углы.

Расчеты, выполненные в рамках QCD и основанные на применении теории возмущений по константе связи $\alpha_s(Q^2)$, предсказывают параметр поляризации в процессах упругого рассеяния на большие углы равным нулю как следствие сохранения s-канальной спиральности в калибровочной теории с векторными глюонами [4]. Параметр поляризации при рассеянии на большие углы предсказывается равным нулю и в квазипотенциальном подходе при наложении требования γ_5-инвариантности [5].

С учетом неоднозначности выводов, которые могут быть сделаны на основе анализа экспериментальных данных, несомненный интерес представляют подходы, в которых предсказывается ненулевое значение поляризации в области больших углов рассеяния. Используемый в работе метод основан на решении одновременного уравнения квантовой теории поля [1]

$$F(\vec{p},\vec{q}) = U(\vec{p},\vec{q}) + i\frac{\pi}{8}\left(\frac{\vec{q}^{\,2}}{\vec{q}^{\,2}+\vec{m}^{\,2}}\right)^{1/2}\int d\Omega_{\hat{\vec{k}}}\, U(\vec{p},\vec{k})F(\vec{k},\vec{q}). \qquad (1)$$

В работах [2,6] на основе этого уравнения единым образом было рассмотрено поведение амплитуды упругого рассеяния во всей области переданных импульсов $-t \neq 0$. Для больших значений квадрата переданного импульса получено разложение амплитуды в ряд по параметру $\tau(\sqrt{-t})$, убывающему с ростом $\sqrt{-t}$:

$$F(s,t) = s\sum_{m=1}^{\infty}[\tau(\sqrt{-t})]^m\,\Phi_m(R(s),\sqrt{-t}).$$

Было показано, что в области рассеяния на большие углы ($s, t \to \infty$, t/s фиксировано) как следствие аналитических свойств амплитуды по косинусу угла рассеяния [6] имеет место степенное убывание сечения

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{1}{s}\right)^N f\left(\frac{t}{s}\right),$$

впервые полученное из правил кваркового счета [7].

Значение показателя степени N и вид угловой зависимости сечения определяются характером сингулярности обобщенной матрицы реакций в точке $\beta = 0$. Общий вид функции $u(s,\beta)$, определяемой преобразованием Фурье-Бесселя функции $U(s, t)$, который можно предположить исходя из аналитических свойств амплитуды по переменной t, оказывается следующим [6]

$$u(s,\beta) = g(s,\beta)(\mu^2\beta)^{-\gamma}\,\ell n^{a}(\mu^2\beta)\exp[-\mu\sqrt{\beta}],$$

где $g(s,\beta)$ - целая функция β. При этом выражение для сечения рассеяния на большие углы [6]

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \left(\frac{\mu^2}{|t|}\right)^{2(1+\gamma)}\ell n^{-2a}(|t|/\mu^2)\,\phi(\ell n^{-1}|t|/\mu^2),\quad \phi(0) = 1$$

совпадает по форме с результатом, полученным в квантовой хромодинамике [4]. Асимптотически угловая зависимость сечения имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim (1-\cos\theta)^{-4+\delta},\quad \delta > 0.$$

Вычисления, проведенные в работах [2,6] и в данной работе, основываются на анализе сингулярностей амплитуд в представлении параметра (по переменной $\beta = b^2$).

2. Рассмотрим случай рассеяния бесспиновой частицы на частице со спином 1/2. Тогда имеются только две независимые амплитуды – амплитуда без изменения спиральности $F_+(s, t)$ и амплитуда с изменением спиральности $F_-(s, t)$:

$$F_\pm(s, t) = \frac{s}{2\pi^2} \int_0^\infty d\beta f_\pm(s, \beta) J_{o,1}(\sqrt{-\beta t}), \quad \beta = b^2, \tag{2}$$

которые связаны с обобщенной матрицей реакций соотношениями [8]

$$f_+(s, \beta) = \frac{u_+(s, \beta)[1 - i u_+(s, \beta)] - i[u_-(s, \beta)]^2}{[1 - i u_+(s, \beta)]^2 - [u_-(s, \beta)]^2},$$

$$f_-(s, \beta) = \frac{u_-(s, \beta)}{[1 - i u_+(s, \beta)]^2 - [u_-(s, \beta)]^2}, \tag{3}$$

где

$$u_\pm(s, \beta) = \frac{\pi^2}{s} \int_0^\infty \sqrt{-t}\, d\sqrt{-t}\, U_\pm(s, t) J_{o,1}(\sqrt{-\beta t}). \tag{4}$$

Из представления (3), которое имеет явно резонансный характер, следует, что один тип особенностей функций $f_\pm(s, \beta)$ – это полюса в комплексной β-плоскости. Положение полюсов определяется корнями уравнения

$$[1 - i u_+(s, \beta)]^2 - [u_-(s, \beta)]^2 = 0. \tag{5}$$

Решения этого уравнения, конечно, зависят от явного вида функций $u_\pm(s, \beta)$. В работе [6] для обобщенной матрицы реакций было получено представление

$$u_\pm(s, \beta) = i g_\pm(s, \beta) e^{-\mu\sqrt{\beta}}, \tag{6}$$

которое является следствием аналитических свойств амплитуды рассеяния [9]. В выражении (6) $g_\pm(s, \beta)$ – некоторая медленно меняющаяся по сравнению с экспонентой функция прицельного параметра β; мнимая единица выделена из соображений удобства. Параметр μ в формуле (6) определяется положением "динамических" сингулярностей в t-плоскости, и от значений спиральности поэтому не зависит /10/.

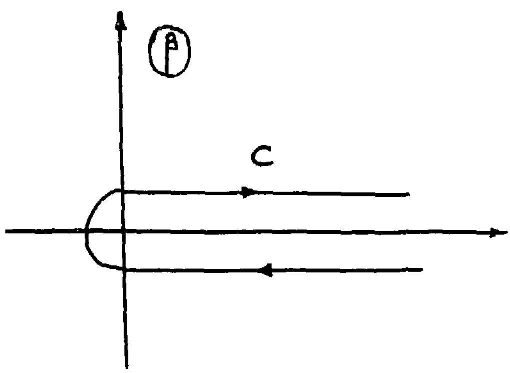
Воспользовавшись соотношением $J_1(z) = \frac{z}{2}[J_0(z) + J_2(z)]$, а также формулами

$$J_0(\sqrt{|z|}) = \frac{i}{\pi}[K_0(\sqrt{-|z|+i0}) - K_0(\sqrt{-|z|-i0})],$$
$$J_2(\sqrt{|z|}) = -\frac{i}{\pi}[K_2(\sqrt{-|z|+i0}) - K_2(\sqrt{-|z|-i0})], \tag{7}$$

для амплитуд $F_\pm(s, t)$ получим

$$F_+(s,t) = -\frac{is}{2\pi^3}\int_C d\beta\, f_+(s,\beta) K_0(\sqrt{t}\beta), \quad t < 0,$$
$$F_-(s,t) = -\frac{is\sqrt{-t}}{4\pi^3}\{\int_C d\beta\sqrt{\beta}\, f_-(s,\beta)[K_0(\sqrt{t}\beta) - K_2(\sqrt{t}\beta))]\}. \tag{8}$$

Контур интегрирования C изображен на рисунке.



Как уже отмечалось, наше рассмотрение основывается на анализе сингулярностей амплитуды в β-плоскости. Уравнение (3) определяет амплитуды $f_\pm(s, \beta)$ в виде отношений, обеспечивающих для аналитического продолжения выполнение условий $|f_\pm(s, re^{i\phi})| \leq 1$ при $r \to \infty$. Учитывая, что $K_0(z) \sim e^{-Re\sqrt{z}}$, при $|z| \to \infty$ мы можем эффективно использовать аналитическую структуру амплитуды в β-плоскости. Контур C можно замкнуть на бесконечности, обходя при этом все сингулярности функций $f_\pm(s, \beta)$.

Амплитуды $F_\pm(s,t)$ тогда представляются в виде суммы

$$F_\pm(s,t) = F_{\pm,p}(s,t) + F_{\pm,c}(s,t), \tag{9}$$

где $F_{\pm,p}(s,t)$ – вклады от полюсов, а $F_{\pm,c}(s,t)$ – вклады от разрезов в β-плоскости, которые являются следствием аналитической структуры обобщенной матрицы реакций. Положение полюсов в β-плоскости слабо зависит от конкретного вида зависимости функций $g_\pm(s,\beta)$ от β. Поэтому для простоты мы будем считать, что $g_\pm(s,\beta)$ от переменной β не зависят. Тогда, решая уравнение (5), для положения полюсов получаем

$$\sqrt{\beta_n^\pm(s)} = \frac{1}{\mu}[\ell n(g_+(s) \pm ig_-(s)) + i\pi n], \quad n = \pm 1, \pm 3, \ldots \tag{10}$$

Вычисляя сумму вычетов в полюсах для $F_{\pm,p}(s,t)$ с учетом соотношения $z[K_o(z) - K_2(z)] = -2K_1(z)$ будем иметь

$$F_{\pm,p}(s,t) = -\frac{is}{\pi^2}\sum_{n=-\infty}^{\infty}[\sqrt{\beta_n^+(s)}\,K_{o,1}(\sqrt{\beta_n^+(s)t}) \pm \sqrt{\beta_n^-(s)}K_{o,1}(\sqrt{\beta_n^-(s)t})]. \tag{11}$$

При больших значениях $|t|$, используя для функций $K_o(z)$ и $K_1(z)$ асимптотические выражения и проводя несложные преобразования, для полюсной части амплитуды рассеяния получаем:

$$F_{\pm,p}(s,t) = s\sum_{m=1}^{\infty}[r\sqrt{-t}]^m\{\Phi_m(G_+(s),\sqrt{-t}) \pm \Phi_m(G_-(s),\sqrt{-t})\}, \tag{12}$$

где

$$G_\pm(s) \equiv \frac{1}{\mu}\ell n[g_+(s) \pm ig_-(s)] = R_\pm(s) + iI_\pm(s),$$

а функции $\Phi_m(G_\pm(s), \sqrt{-t})$ имеют вид

$$\Phi_m(G_\pm(s),\sqrt{-t}) = \frac{1}{2\pi\mu}\left[\frac{2R_\pm(s)}{\pi\sqrt{-t}}\right]^{1/2}\{[-i + \frac{1}{R_\pm(s)}(I_\pm(s) + \frac{\pi(2m-1)}{\mu})]^{1/2} \times$$

$$\times \exp[(iR_\pm(s) - I_\pm(s) + \frac{\pi}{\mu})\sqrt{-t}] - [i + \frac{1}{R_\pm(s)}(-I_\pm(s) + \frac{\pi(2m-1)}{\mu})]^{1/2} \times$$

$$\times \exp[(-iR_\pm(s) + I_\pm(s) + \frac{\pi}{\mu})\sqrt{-t}]\}. \tag{13}$$

При фиксированных значениях переданного импульса вклад $F_{\pm,p}(s,t)$ является доминирующим, в то время как вклад от разреза $F_{\pm,c}(s,t)$ подавлен по энергии /6/. Поэтому амплитуды $F_{\pm}(s,t)$ определяются в этом случае вкладом полюсов в плоскости прицельного параметра и представляются рядом (12):

$$F_{\pm}(s,t) = F_{\pm,p}(s,t). \tag{14}$$

Полюса амплитуды в β-плоскости, которые определяют рассеяние с фиксированной передачей импульса $-t \neq 0$, расположены в периферической области $b \sim R(s)$. Поэтому естественно, что функции $F_{\pm,p}(s,t)$ экспоненциально убывают с ростом переданного импульса.

3. Как было отмечено, следствием аналитических свойств амплитуды рассеяния является существование сингулярности у функций $u(s,\beta)$ в точке $\beta = 0$. Из представления (6) мы видим, что обобщенная матрица реакций имеет разрез вдоль отрицательной действительной полуоси. Существование такой особенности в точке $\beta = 0$ согласуется с представлениями о том, что внутренняя структура частиц должна проявляться при взаимодействии на малых расстояниях ($\beta \sim 0$) и поэтому приводить к неоднородности взаимодействия в этой области.

Перейдем к вычислению вклада в амплитуду от разреза $F_{\pm,c}(s,t)$. Нетрудно показать, что этот вклад определяется следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} F_{+,c}(s,t) &= \frac{s}{\pi^3}\int_{-\infty}^{0} d\beta \,\mathrm{disc}\, f_+(s,\beta) K_0(\sqrt{t\beta}), \\ F_{-,c}(s,t) &= -\frac{s\sqrt{-t}}{\pi^3}\int_{-\infty}^{0} d\beta \,\mathrm{disc}\,(\sqrt{\beta}\, f_-(s,\beta)) \frac{K_1(\sqrt{t\beta})}{\sqrt{t\beta}}. \end{aligned} \tag{15}$$

Воспользовавшись представлением (6) для функций $u_{\pm}(s,\beta)$ и считая, что $g_{\pm}(s,\beta)$ является целой функцией в плоскости прицельного параметра, получим

$$\mathrm{disc}\, f_+(s,\beta) = -\frac{i g_+(s,\beta)}{g_+^2(s,\beta) + g_-^2(s,\beta)} \sin(\mu\sqrt{|\beta|}),$$

$$\mathrm{disc}[\sqrt{\beta}\, f_-(s,\beta)] = \frac{i g_-(s,\beta)\sqrt{|\beta|}}{g_+^2(s,\beta)+g_-^2(s,\beta)} \cos(\mu\sqrt{|\beta|}). \qquad (16)$$

В выражениях (16) оставлены главные при $s \to \infty$ члены по степеням функций $g_\pm(s, \beta)$, которые, как мы предположим, растут с энергией*). В дальнейшем мы рассмотрим случай, когда функции $g_\pm(s, \beta)$ имеют в точке $\beta=0$ сингулярности. Поэтому здесь для простоты предположим, что $g_\pm(s, \beta)$ не зависят от β. Тогда для вклада от разреза будем иметь

$$F_{+,c}(s,t) = -\frac{is\mu}{\pi^2} \frac{g_+(s)}{g_+^2(s)+g_-^2(s)} \frac{1}{(\mu^2-t)^{3/2}}, \qquad (17)$$

$$F_{-,c}(s,t) = -\frac{is}{\pi^2} \frac{g_-(s)}{g_+^2(s)+g_-^2(s)} \frac{\sqrt{-t}}{(\mu^2-t)^{3/2}}. \qquad (18)$$

Для полной амплитуды рассеяния, сохраняя в сумме (12) один член, получаем

$$F_+(s,t) = s e^{-\frac{2\pi}{\mu}\sqrt{-t}} \{\Phi_1(G_+(s),\sqrt{-t}) + \Phi_1(G_-(s),\sqrt{-t})\} - \frac{is\mu}{\pi^2} \frac{g_+(s)}{g_+^2(s)+g_-^2(s)} \frac{1}{(\mu^2-t)^{3/2}}, \qquad (19)$$

$$F_-(s,t) = s e^{-\frac{2\pi}{\mu}\sqrt{-t}} \{\Phi_1(G_+(s),\sqrt{-t}) - \Phi_1(G_-(s),\sqrt{-t})\} - \frac{is}{\pi^2} \frac{g_-(s)}{g_+^2(s)+g_-^2(s)} \frac{\sqrt{-t}}{(\mu^2-t)^{3/2}}.$$

В области фиксированных углов, когда $s, t \to \infty$ и t/s фиксировано, определяющими являются вторые члены в формулах (19). Для дифференциального сечения рассеяния на фиксированные углы будем тогда иметь

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi}{|g_+^2(s)+g_-^2(s)|^2} \left\{ \frac{\mu^2 |g_+(s)|^2}{|t|^3} + \frac{|g_-(s)|^2}{|t|^2} \right\}. \qquad (20)$$

Из формулы (20) следует, что рассеяние с изменением спиральности вносит существенный вклад в дифференциальное сечение рассеяния на большие углы и приводит к более слабой угловой зависимости, чем рассеяние без изменения спиральности. Степенная зависимость амплитуд $F_{\pm,c}(s, t)$ имеет мес-

---

*) Рост функций $g_+(s, \beta)$ при $s \to \infty$ обеспечивает рост полного сечения взаимодействия $\sigma_{tot}(s)$.

то только в случае простейшей параметризации функций $g_\pm(s, \beta)$. Хотя выражения (6) с целыми функциями $g_\pm(s, \beta)$ правильно учитывают аналитические свойства обобщенной матрицы реакций в β-плоскости, в общем случае ситуация, вероятно, является более сложной. Рассмотрим поэтому функцию $g_\pm(s, \beta) = g_\pm(s)(\mu^2\beta)^{-\gamma_\pm} \ln^{a_\pm}(\mu^2\beta)$.

Вычисляя соответствующие интегралы аналогично тому, как это было сделано в приложении к работе[6], будем иметь

$$F_{+,c}(s,t) = \frac{is(-1)^{a_+}}{2\pi^3\mu^2} \frac{g_+(s)}{g_+^2(s)+g_-^2(s)} \frac{1}{(1+\gamma_+)^2} \left(\frac{\mu^2}{|t|}\right)^{1+\gamma_+} \frac{1}{\left(\ln\frac{|t|}{\mu^2}\right)^{a_+}} \phi_+\left(\ln^{-1}\frac{|t|}{\mu^2}\right), \tag{21}$$

$$F_{-,c}(s,t) = \frac{is(-1)^{a_-}}{\mu^2\pi^3} \frac{g_-(s)}{g_+^2(s)+g_-^2(s)} \frac{1}{\gamma_-} \left(\frac{\mu^2}{|t|}\right)^{1/2+\gamma_-} \frac{1}{\left(\ln\frac{|t|}{\mu^2}\right)^{a_-}} \phi_-\left(\ln^{-1}\frac{|t|}{\mu^2}\right),$$

где $\phi_\pm(0) = 1$. Отметим при этом, что из формул (21) следует, что асимптотическая форма угловой зависимости сечения имеет, как и в бесспиновом случае, вид

$$s^N \frac{d\sigma}{dt} \sim (1-\cos\theta)^{-4+\delta}, \quad \delta > 0.$$

Положим, что функции $g_\pm(s)$ растут при $s \to \infty$ степенным образом:

$$g_+(s) = \frac{C_+}{\sqrt{2}} s^{\lambda_+/2}, \quad g_-(s) = C_- e^{i\phi(s)} s^{\lambda_-/2}, \tag{22}$$

что является естественным, если учесть полиномиальную ограниченность U-матрицы $|U(s,t)| < s^N$ и выражение для полного сечения взаимодействия: $\sigma_{tot}^{(\infty)}(s) = \frac{4\pi}{\mu^2}\ln^2 g_+(s) \to \frac{\pi\lambda_\pm^2}{\mu^2}\ln^2 s$. Тогда из выражения (20) следует, что при $\lambda_- > \lambda_+ - 1$ рассеяние на большие углы с изменением спиральности является доминирующим, Напротив, если $\lambda_+ > \lambda_- + 1$, то в области фиксированных углов в сечении доминирует вклад от амплитуд без изменения спиральности.

Отметим, что в области малых переданных импульсов амплитуда рассеяния с изменением спиральности подавлена по сравнению с амплитудой без изменения спиральности кинематическим множителем $\sqrt{-t}$. В области фиксированных значений $-t$ эти амплитуды вносят одинаковый по абсолютной величине вклад (формулы (12) и (14)).

Функция $\phi(s)$, входящая в выражение для $g_-(s)$, эффективно учитывает относительную разность фаз функций $u_+(s, \beta)$ и $u_-(s, \beta)$. Очевидно, что эти функции должны иметь различные фазы, так как в противном случае параметр поляризации будет равен нулю при любых переданных импульсах и всех значениях s. В случае параметризации (22) разность фаз $\phi(s)$ может быть связана с энергетической зависимостью параметра поляризации в области малых переданных импульсов.

Используя выражения (20) и (22), для параметра поляризации в области фиксированных углов рассеяния, получаем следующее выражение:

$$P(s,z)\Big|_{\substack{s,t\to\infty \\ t/s - \text{фиксировано}}} = -2\sin\phi(s)\left[\frac{C_-}{\mu C_+} s^{\frac{\lambda_- - \lambda_+ + 1}{2}} (1-z)^{1/2} + \frac{\mu C_+}{C_-} s^{\frac{\lambda_+ - \lambda_- - 1}{2}} (1-z)^{-1/2}\right]^{-1}. \qquad (23)$$

Из выражения (23) следует, что энергетическая зависимость поляризации в области фиксированных углов определяется в основном параметрами λ_+ и λ_-. В случае $\lambda_+ = \lambda_- + 1$ отношение $P(s, z)/P(s, 0)$ не зависит от s и энергетическая зависимость $P(s, z)$ определяется лишь поведением фазы $\phi(s)$. Из (23) также следует, что зависимость параметра $P(s,z)$ от угла рассеяния весьма слабая. Конечно, в области z, близких к 1, необходимо учитывать также и полюсные вклады в амплитуду рассеяния.

Использование вместо (19) формул (21) приводит к следующему выражению для параметра поляризации:

$$P(s,t) = \frac{\operatorname{Im} g_-^*(s)}{2g_+(s)}\left[\chi\left(\frac{|t|}{\mu^2}\right) + \frac{|g_-(s)|^2}{g_+^2(s)}\chi^{-1}\left(\frac{|t|}{\mu^2}\right)\right]^{-1}, \qquad (24)$$

где

$$\chi\left(\frac{|t|}{\mu^2}\right) = \frac{\gamma_-(-1)^{\Delta_\alpha}}{2(1+\gamma_+)^2}\left(\frac{\mu^2}{|t|}\right)^{\Delta_\gamma}\frac{1}{\left(\ln\frac{|t|}{\mu^2}\right)^{\Delta_\alpha}}\left[\frac{\phi_+(\ln^{-1}|t|/\mu^2)}{\phi_-(\ln^{-1}|t|/\mu^2)}\right]$$

и $\Delta_\gamma = \gamma_+ - \gamma_- + 1/2$, $\Delta_\alpha \equiv \alpha_+ - \alpha_-$. Отметим, что введение дополнительной сингулярности в функции $g_+(s, \beta)$ и $g_-(s, \beta)$ изменяет степень убывания сечения рассеяния на большие углы и ведет к появлению дополнительных логарифмических множителей в выражении для сечения и параметра поляризации. Экспериментальное изучение спиновых эффектов в области больших углов представляет поэтому большой интерес.

4. В настоящей работе проведено вычисление поляризации и сечения для рассеяния частиц со спинами 0 и 1/2 в рамках подхода, основанного на решении одновременного динамического уравнения в квантовой теории поля. Интерес к анализу спиновых характеристик при $s \to \infty$ имеет определенную историю. В простой полюсной редже вской модели было естественно не учитывать этих эффектов, поскольку отличную от нуля фазу в произведении $F_+F_-^*$ имели лишь члены порядка $O(1/\sqrt{s})$ по сравнению с основными вкладами в амплитуды $F_\pm(s, t)$. Необходимость рассмотрения более сложных, чем простой померонный, вкладов, имеющих квантовые числа вакуума, привела к появлению дополнительных членов в поляризации, убывающих при $s \to \infty$ лишь логарифмически /11,12/. Последующий анализ спиновых эффектов в области больших значений квадрата переданного импульса $|t|$ также свидетельствует в пользу их значительной величины /13/.

В настоящей работе показано, что взаимодействие с изменением спиральности вносит существенный вклад в сечение рассеяния на большие углы. Величина параметра поляризации в этой кинематической области, вообще говоря, отлична от нуля и имеет слабую угловую зависимость. Если $\lambda_+ \neq \lambda_- + 1$, то с ростом энергии величина параметра поляризации убывает степенным образом, однако, априорно нельзя исключить возможности $(\lambda_+ = \lambda_- + 1)$, когда функция $P(s, t)$ в области больших углов не зависит от s или убывает при $s \to \infty$ лишь логарифмически.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Логунов, В.И.Саврин, Н.Е.Тюрин, О.А.Хрусталев. ТМФ, 6, 157 (1971).
2. В.Ф.Еднерал, С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин. ТМФ, 44, 138 (1980);

препринт ИФВЭ 79-144, Серпухов, 1979; Труды II Международного семинара по проблемам физики высоких энергий и теории поля. Протвино, 1979, стр. 214.
3. D.G.Crabb et al. Phys. Rev. Lett., 41, 1257 (1978); J.R.O'Fallon et al. Phys. Rev. Lett., 39, 733 (1977); D.G.Crabb et al. Preprint UMHE 79-23, 1979.
4. G.P.Lepage, S.J.Brodsky. Preprint SLAC-PUB-2479, 1979.
5. С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, М.А.Смондырев. ЭЧАЯ, т. 8, вып. 5, стр 969 (1977).
6. С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин. Труды III Международного семинара по проблемам физики высоких энергий и квантовой теории поля, Протвино, 1980, стр. 125; препринт ИФВЭ 80-139, Серпухов, 1980.
7. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. Lett. Nuovo Cim., 7, 719 (1973).
8. В.Ф.Еднерал, С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин. ЯФ, 25, 1071 (1977).
9. В.И.Саврин, Н.Е.Тюрин. ТМФ, 23, 348 (1976).
10. A.D.Martin, T.D.Spearman. "Elementary Particle Theory", North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1970.
11. С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин. "Письма ЖЭТФ", т. 23, 716 (1976).
12. Л.Д.Соловьев, А.В.Шелкачев. ЯФ, 31, 248 (1980).
13. В.Ф.Еднерал, С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин. "Письма в ЖЭТФ", 30, 356 (1979).
14. E.Predazzi. Ann. of Phys., 36, 228 (1966).

Рукопись поступила в издательскую группу
4 февраля 1981 года.

Цена 7 коп.

Издательская группа И Ф В Э
Заказ 261. Тираж 270. 0,6 уч.-изд.л. Т-01082.
Февраль 1981. Редактор Н.В.Ежела.