ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3227

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Доан Нхыонг

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОРМ - ФАКТОРОВ ЧАСТИЦЫ СО СПИНОМ 1

1967.

Р2 - 3227

Доан Нхыонг

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОРМ - ФАКТОРОВ ЧАСТИЦЫ СО СПИНОМ 1

1. Введение

Электромагнитная вершина частицы со спином 1 определяется тремя форм-факторами G_1, G_2, G_3 [1]. В связи с наблюдением распада $K_2^0 \to \pi^+ + \pi^-$ была выдвинута Бернстайном, Файнбергом и Ли[2] гипотеза о нарушении С - и Т -инвариантности в электромагнитных взаимодействиях сильновзаимодействующих частиц. При таком рассмотрении в электромагнитную вершину частицы со спином 1 входит и четвертый формфактор G_4, описывающий нарушение Т - инвариантности[3].

В настоящей работе на основе поляризационных эффектов предложена схема определения этих формфакторов частицы со спином 1 (включая и G_4) в разных физических областях передач импульса. В области пространственно-подобных передач импульса рассмотрим рассеяние электрона на дейтроне, а в области времени-подобных передач импульса - аннигиляцию пары электрон-позитрон в $\rho^+ - \rho^-$.

В дальнейшем указано, что в первом случае нам нужно измерить дифференциальное сечение, ассиметрию дейтрона отдачи при рассеянии электрона на поляризованном перпендикулярно к плоскости реакции дейтроне (или поляризацию дейтрона отдачи при рассеянии электрона на неполяризованном дейтроне) и некоторые поляризационные параметры дейтрона отдачи при рассеянии электрона на неполяризованном дейтроне. Во втором случае нам нужно измерить дифференциальное сечение и поляризационные параметры ρ^+ и ρ^--мезонов.

2. Ковариантное описание матриц плотности частиц со спином 1

Ковариантная матрица плотности частицы со спином 1 имеет вид[4/x)]

$$\mathcal{P}_{\alpha\beta} = \frac{1}{3}\Big[\Big(\frac{p_\alpha p_\beta}{M^2} + \delta_{\alpha\beta}\Big) + \frac{3}{2M}\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\, a_\gamma p_\delta - \frac{3}{2} D_{\alpha\beta}\Big] \tag{1}$$

$$p_\alpha \mathcal{P}_{\alpha\beta} = p_\beta \mathcal{P}_{\alpha\beta} = 0 \qquad \mathcal{P}_{\alpha\alpha} = 1 .$$

Здесь a_γ –4–вектор поляризации и p – 4–импульс частицы, $D_{\alpha\beta}$ –параметры, характеризующие выстроенность[xx)]. В системе покоя частицы они сводятся к параметрам трехмерной матрицы плотности. Связи между трехмерными и четырехмерными поляризационными параметрами даются в выражении (11) работы[/4/].

Из (1) сразу следует

$$a_\gamma = -\frac{1}{M}\epsilon_{\gamma\alpha\beta\delta}\, p_\delta \mathcal{P}_{\alpha\beta}\ , \quad D_{\alpha\beta} = \frac{2}{3}\Big(\frac{p_\alpha p_\beta}{M^2} + \delta_{\alpha\beta}\Big) - (\mathcal{P}_{\alpha\beta} + \mathcal{P}_{\beta\alpha}) . \tag{2}$$

С другой стороны, мы можем написать амплитуду рождения векторной частицы в состоянии с определенной поляризацией в виде

$$\mathfrak{M}^\lambda = \mathfrak{M}_\alpha e^\lambda_\alpha . \tag{3}$$

Тогда ковариантная матрица плотности имеет вид[/4/].

$$\mathcal{P}_{\alpha\beta} = \frac{\mathfrak{M}_\alpha \mathfrak{M}^+_\beta + M^{-4} p_\alpha p_\beta |p\mathfrak{M}|^2 + M^{-2} p_\alpha \mathfrak{M}^+_\beta |p\mathfrak{M}| + M^{-2} p_\beta \mathfrak{M}_\alpha |p\mathfrak{M}^+|}{M^{-2}|p\mathfrak{M}|^2 + |\mathfrak{M}|^2} \tag{4}$$

Имея конкретный вид амплитуды рождения векторных частиц в каждом случае (см. форм. (5) и (18) ниже), по формулам (4) и (2) мы можем вычислить все поляризационные параметры a_γ и $D_{\alpha\beta}$.

---

x) Принята метрика $a_\alpha = (\vec{a}, i a_0)$, $a_\alpha b_\alpha = \vec{a}\vec{b} - a_0 b_0$ и система единиц $c = \hbar = 1$ $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$.

xx) Подробнее см.[/4/].

3. Рассеяние электрона на дейтроне

В однофотонном приближении матричный элемент этого процесса имеет вид /1,3/ x)

$$\mathfrak{M} = i \frac{e^2}{\ell^2} \bar{u}(\vec{k}')\gamma_\mu u(\vec{k}) J_\mu, \tag{5}$$

где

$$J_\mu = \frac{\xi'^*_\sigma}{\sqrt{2p'_0}} [G_1 \delta_{\sigma\rho} P_\mu + G(\ell_\rho \delta_{\sigma\mu} - \ell_\sigma \delta_{\rho\mu}) + \frac{\epsilon G_3}{M^2}(\ell_\rho \ell_\sigma - \frac{1}{2}\ell^2 \delta_{\sigma\rho}) P_\mu + \frac{i G_4}{M^2} \{ \ell_\mu \ell_\sigma \ell_\rho - \frac{\ell^2}{2}(\ell_\rho \delta_{\sigma\mu} + \ell_\sigma \delta_{\rho\mu}) \}] \frac{\xi_\rho}{\sqrt{2p_0}} \tag{6}$$

$G = G_1 + \mu G_2 + \epsilon G_3$, G_1, G_2, G_3, G_4 – вещественные формфакторы, зависящие от ℓ^2. G_4 – соответствует член, нарушающий T –инвариантность. $\mu + \epsilon$ –возможный аномальный магнитный момент и 2ϵ –возможный аномальный электрический квадрупольный момент дейтрона. $P = p + p$, $\ell = k' - k = p - p'$, k, k', p, p' –4–импульсы электрона и дейтрона до и после рассеяния, соответственно. ξ_σ и ξ'^*_σ – векторы поляризации дейтрона до и после рассеяния и удовлетворяют условиям $p'_\sigma \xi'^*_\sigma = p_\rho \xi_\rho = 0$, M – масса дейтрона.

Тогда дифференциальное сечение в лабораторной системе ($\vec{p} = 0$) имеет вид xx)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left(A + B \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}\right), \tag{7}$$

где

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2} \left(1 + 2\frac{E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)}$$

---

x) Выбор формфакторов немного отличается от принятого у Глазера и Якшича.

xx) Здесь и во всех расчетах в дальнейшем мы считали массу электрона пренебрежимо малой.

$$A=\left(1+\frac{4}{3}\eta+\frac{4}{3}\eta^2\right)G_1^2+\frac{2}{3}\eta(1+2\eta)G^2-\frac{4}{3}\eta(1-2\eta)\epsilon G_1 G_3+$$

$$+4\eta^2\epsilon^2 G_3^2+\frac{8}{3}\eta^3 G_4^2-\frac{4}{3}\eta(1+2\eta)G_1 G-\frac{8}{3}\eta^2\epsilon G G_3 \tag{8}$$

$$B=\frac{4}{3}\eta(1+\eta)\left(G^2+4\eta^2 G_4^2\right) \tag{9}$$

$$\eta=\frac{q^2}{4M^2}=\frac{E^2\sin^2\frac{\theta}{2}}{M^2\left(1+2\frac{E}{M}\sin^2\frac{\theta}{2}\right)} \tag{10}$$

E – энергия электрона в лабораторной системе, θ – угол рассеяния электрона в этой системе.

Как известно, такой вид дифференциального сечения может следовать только из условия однофотонности обмена /5/. Формула (7) совпадает с формулой 8^c в работе Глазера и Якшича /3/ после замены (см. примечание на стр. 5)

$$G_1\to F_0^{\Gamma}+\frac{1}{3}\eta F_2^{\Gamma} \qquad G_4\to G_2^{\Gamma}$$

$$\epsilon G_3\to-\frac{1}{2}F_2^{\Gamma} \qquad G\to G_1^{\Gamma}$$

Дифференциальное сечение при рассеянии электрона на чистом поляризованном ($D_{\alpha\beta}=0$) перпендикулярно к плоскости рассеяния дейтроне будет

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)=\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}\left[A+B\,tg^2\frac{\theta}{2}+2\eta^2(\gamma+\gamma')G_4(G-G_1-2\epsilon G_3)\,tg\frac{\theta}{2}\,a_1\right], \tag{11}$$

где $\gamma=\frac{E}{M}$, $\gamma'=\frac{E'}{M}$, E' – энергия электрона после рассеяния в л.с., a_1 – поляризация дейтрона мишени.

Из (11) видно, что асимметрия

$$\mathfrak{A} = \frac{\left| \dfrac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} - \dfrac{d\sigma(-\theta)}{d\Omega} \right|}{\dfrac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} + \dfrac{d\sigma(-\theta)}{d\Omega}}$$

имеет вид

$$\mathfrak{A} = \frac{2\eta^2(\gamma+\gamma')\, G_4\,(G - G_1 - 2\epsilon G_3)\, \mathrm{tg}\dfrac{\theta}{2}\, a_1}{A + B\, \mathrm{tg}^2 \dfrac{\theta}{2}} \qquad (12)$$

Из (2), (4) и (5) следует, что при рассеянии электрона на неполяризованном дейтроне, дейтрон отдачи будет поляризован в направлении нормали к плоскости рассеяния и степень его поляризации a_0 равна

$$a_0 = \frac{\dfrac{4}{3}\,\eta^2(\gamma+\gamma')\, G_4(G - G_1 - 2\epsilon G_3)\, \mathrm{tg}\dfrac{\theta}{2}}{A + B\,\mathrm{tg}^2 \dfrac{\theta}{2}}. \qquad (13)$$

В чистом поляризованном состоянии поляризация дейтрона не может быть больше, чем $|\vec{a}| = \frac{2}{3}$. Из (13) и (12) видно, что максимальная асимметрия при рассеянии электрона на чистом поляризованном дейтроне равна степени поляризации дейтрона отдачи при рассеянии на неполяризованном дейтроне. Этот результат был отмечен недавно Дубовиком, Лихтманом и Чешковым /6/ с помощью другой параметризации. Для нашей цели важно то, что эти измерения не независимы и только одно из них входит в полный набор наблюдаемых величин, необходимых для определения этих формфакторов. Чтобы иметь этот полный набор, нам нужно измерить другие поляризационные параметры, именно: параметры выстроенности при рассеянии электрона на неполяризованном дейтроне. Для удобства сравнения с трехмерными поляризованными параметрами выберем систему отсчета следующим образом. Ось z направим по импульсу дейтрона отдачи в л.с., ось – x – по нормали к плоскости рассеяния, ось y будет лежать в этой плоскости.

Тогда параметры, характеризующие выстроенность D_{xx}, D_{xy}, D_{yy}, D_{zx}, D_{zy} (остальные выражаются через эти параметры с помощью условий $D_{\alpha\alpha} = 0$, $p'_\alpha\, D_{\alpha\beta} = p'_\beta\, D_{\alpha\beta} = 0$), имеют вид ($D_{xy} = D_{zx} = 0$)

$$K(2-3D_{xx}) = a_1 (G_1 - 2\eta\epsilon G_3)^2 + 2\eta a_2 (G^2 + 4\eta^2 G_4^2) \tag{14}$$

$$\begin{aligned} 3K(D_{xx}-D_{yy}) &= G(2a_3\epsilon G_3 + a_3 G_1 + a_4 G)\Phi_1 + a_2 (G^2 + 4\eta^2 G_4^2)\Phi_2 + \\ &+ [a_5 G^2 + a_6 G_4^2 - G(a_7 G_1 + a_8 \epsilon G_3) + \epsilon G_3 (a_9 \epsilon G_3 + a_{11} G_1) + a_{10} G_1^2]\Phi_3 + \\ &+ [(1+\eta) G^2 - 8\eta^3 G_4^2]\Phi_4 , \end{aligned} \tag{15}$$

$$-3K D_{zy} = \{3K(D_{xx}-D_{yy})\}_{\Phi_i \to \Phi_{i+4}} \tag{16}$$

где

$$K = \frac{\gamma^2 (A + B\,\mathrm{tg}^2 \frac{\theta}{2})}{1 + (1+2\gamma)\,\mathrm{tg}^2 \frac{\theta}{2}} \tag{17}$$

$a_1, a_2, \ldots, \Phi_1, \ldots, \Phi_8$ – функции от энергии и угла рассеяния электрона (см.приложение 1), при определенном квадрате передачи импульса они являются числами. Параметры a_0, D_{xx}, D_{xy}, ... определяются в этом случае с помощью второго рассеяния. Величины $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, a_0 (или асимметрия $\mathfrak{A}$) D_{xx}, D_{yy}, D_{zy} составляют полный набор наблюдаемых величин. Из них можно определить отдельно формфакторы $G_1, \ldots, G_4$.

4. Аннигиляция пары электрон-позитрон в $\rho^+ - \rho^-$

С целью определения формфакторов G_1, G_2, G_3 процесс подобного типа был рассмотрен ранее в /7/. Это аннигиляция поляризованных протона и антипротона. Но в аннигиляции протона и антипротона мы можем получить только определенные комбинации этих формфакторов. Чтобы определить отдельно все эти формфакторы (включая и нарушающий T -инвариантность формфактор G_4), нам нужно измерить поляризацию векторных частиц, рождающихся в этом процессе.

В однофотонном приближении матричный элемент этого процесса имеет вид

$$\mathfrak{M} = i\frac{e^2}{\ell^2}\,\bar{v}(-\vec{k}\,')\gamma_\mu u(\vec{k})J_\mu \tag{18}$$

J_μ дается в (6), только сейчас все формфакторы являются комплексными функциями от $\ell^2 = -4E^2$, в этом случае $\ell = k + k' = p' + p$, $P = p' - p; k, k', p, p'$ – 4-импульсы электрона и позитрона, ρ^+, ρ^- -мезонов соответственно.

В системе центра масс дифференциальное сечение имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 v^3 \lambda^2}{2^5 E^2}[\;C + D(1-\cos^2\theta_{cm})], \tag{19}$$

где

$$C = 4(\;|G|^2 + 4\lambda^4\,|G_4|^2)$$

$$D = (\frac{3}{\lambda^2} + 4\lambda^2 - 4)|G_1|^2 + 4\epsilon(1+2\lambda^2)\,\mathrm{Re}\,G_1G_3^* + 12\lambda^2\epsilon^2|G_3|^2 +$$

$$+ 4(1-2\lambda^2)\,\mathrm{Re}\,G_1G^* - 8\lambda^4|G_4|^2 - 2(1-2\lambda^2)|G|^2 - 8\epsilon\lambda^2\,\mathrm{Re}\,GG_3^*$$

E , θ_{cm} – энергия и угол рассеяния электрона в с.ц.м. (угол между импульсами электрона и ρ^- -мезона), $\lambda = \frac{E}{M}$, v – скорость ρ^- -мезона в с.ц.м. Если положить $G_4 = 0$ в (19), получим формулу (12) в работе /1/ (см. также /7/).

Рассматривая матрицу плотности ρ^+, ρ^- -мезонов, отметим, что эти частицы являются нестабильными, и их поляризация не может определяться непосредственно, а определяется угловыми распределениями продуктов распада. Именно в этом случае поляризационные параметры ρ^+, ρ^- -мезонов выражаются через измеряемые величины в распадах $\rho \to \pi + \gamma$ /8/ и $\rho \to 2\pi$ /9/. Поэтому мы найдем эти поляризационные параметры соответственно в их системах покоя. Они будут отмечены знаками + и – соответственно. В системе покоя ρ^- -мезона ($\vec{p}\,' = 0$) координатные оси выбираются так, чтобы ось z была направлена по импульсу ρ^- -мезона в с.ц.м., ось x – по нормали $\vec{n}$ плоскости реакции, а ось y будет лежать тогда в этой плоскости.

Из (2.), (4), (18) следует, что поляризационные параметры ρ^- -мезона принимают следующий вид: $(D^-_{xy} = D^-_{zx} = 0)$

$$L\,\vec{a}^- = \beta\beta'(\beta'-\beta)\sin\phi\,[\,(1+\xi)\,\mathrm{Im}\,GG^* - 2\xi^2\,\mathrm{Re}\,G_4(G_1 - G + 2\epsilon G_3)^*\,]\,\vec{n} \tag{20}$$

$$L\,(2-3D^-_{xx}) = 3b_1|G_1 - 2\xi\epsilon G_3|^2 - 3\xi b_2(|G|^2 + 4\xi^2|G_4|^2 - 4\xi\,\mathrm{Im}\,G_4G^*) \tag{21}$$

$$\begin{aligned} L\,(D^-_{xx} - D^-_{yy}) = {} & [\,2b_1(|G_1|^2 + 2\epsilon\,\mathrm{Re}\,G_1G_3^*) - 8\epsilon\xi^2\,\mathrm{Re}\,GG_3^* + b_4|G_4|^2 + \\ & + b_5\,\mathrm{Re}\,G_1G^* + b_6\,\mathrm{Im}\,G_1G_4^* + b_7\,\mathrm{Im}\,G_4G^*\,]\,\Omega_1 + \\ & + b_2(|G|^2 + 4\xi^2|G_4|^2 - 4\xi\,\mathrm{Im}\,G_4G^*)\,\Omega_2 + (4\xi^2|G_4|^2 - |G|^2)(b_8\Omega_3 + b_{11}\Omega_4) + \\ & + \mathrm{Re}\,G(G_1 + 2\epsilon G_3)^*(b_9\Omega_3 + b_{12}\Omega_4) + \mathrm{Im}\,G_1G_4^*\,(b_{10}\Omega_3 + b_{13}\Omega_4). \end{aligned} \tag{22}$$

$$-L\,D^-_{zy} = \{L\,(D^-_{xx} - D^-_{yy})\}_{\Omega_1 \to \Omega_{1+4}}$$

где

$$L = (\beta\beta' + \xi)\,H - 2\xi F$$

$$\begin{aligned} H = {} & (3 + 4\xi + 4\xi^2)\,|G_1|^2 + 4\epsilon\xi(2\xi - 1)\,\mathrm{Re}\,G_1G_3^* + 12\epsilon^2\xi^2|G_3|^2 + \\ & + 8\xi^3|G_4|^2 - 4\xi(1+2\xi)\,\mathrm{Re}\,G_1G^* + 2\xi(1+2\xi)|G|^2 - 8\epsilon\xi^2\,\mathrm{Re}\,GG_3^* \end{aligned}$$

$$F = 2\xi(1+\xi)(|G|^2 + 4\xi^2|G_4|^2)$$

b_i и Ω_i – функции от энергии и полярного угла электрона в этой системе отсчета – даются в приложении 2 .

Аналогичным образом в системе покоя ρ^+ -мезона ($\vec{p}=0$) система отчета выбирается так, чтобы ось z была направлена по импульсу ρ^+ -мезона в с.ц.м.; ось x – по нормали $\vec{n}$ к плоскости реакции; а ось y в этой плоскости имеет: $(D^+_{xy} = D^+_{zx} = 0)$

$$L'\vec{a}^+ = \kappa\kappa'(\kappa'-\kappa)\sin\phi'[(1+\zeta)\,\mathrm{Im}\,G_1G^* + 2\zeta^2\,\mathrm{Re}\,G_4(G_1 - G + 2\epsilon G_3)^*]\,\vec{n} \tag{24}$$

$$L'(2-3D^+_{xx}) = 3c_1|G_1 - 2\zeta\epsilon G_3|^2 - 3\zeta c_2(|G|^2 + 4\zeta^2|G_4|^2 + 4\zeta\,\mathrm{Im}\,G_4G^*) \tag{25}$$

$$\begin{aligned} L'(D^+_{xx} - D^+_{yy}) = {} & [2c_1(|G_1|^2 + 2\epsilon\,\mathrm{Re}\,G_1G_3^*) - 8\epsilon\zeta^2\,\mathrm{Re}\,GG_3^* + c_4|G_4|^2 + \\ & + c_5\,\mathrm{Re}\,G_1G^* - c_6\,\mathrm{Im}\,G_1G_4^* - c_7\,\mathrm{Im}\,G_4G^*]\,\Omega'_1 + \\ & + c_2(|G|^2 + 4\zeta^2|G_4|^2 + 4\zeta\,\mathrm{Im}\,G_4G^*)\,\Omega'_2 + (4\zeta^2|G_4|^2 - |G|^2)(c_8\Omega'_3 + c_{11}\Omega'_4) \\ & + \mathrm{Re}\,G(G_1 + 2\epsilon G_3)^*(c_9\Omega'_3 + c_{12}\Omega'_4) - \mathrm{Im}\,G_1G_4^*(c_{10}\Omega'_3 + c_{13}\Omega'_4) \end{aligned} \tag{26}$$

$$-L'D^+_{zy} = \{L'(D^+_{xx} - D^+_{yy})\}_{\Omega'_i \to \Omega'_{i+4}} \tag{27}$$

где
$$L' = (\kappa\kappa' + \zeta)\,H' - 2\zeta F'$$

$$H' = \{H\}_{\xi\to\zeta} \qquad F' = \{F\}_{\xi\to\zeta}$$

c_i и Ω'_i – функции от энергии и полярного угла электрона в системе покоя ρ^+ -мезона и даются в приложении 2 . Выражения (19) – (27) составляют полный набор наблюдаемых величин, отсюда можно получить формулы, выражающие все формфакторы (вещественные и мнимые части) через них. Эти выводы не изменяются при $G_4 = 0$ (т.е. при сохранении T -инвариантности).

Последнее замечание состоит в том, что мы сможем определить эти формфакторы с точностью до общей фазы, так как все наблюдаемые величины билинейно зависят от них, поэтому при решении системы уравнений (19) – (27) один из формфакторов считается вещественным (скажем, G_1).

Автор признателен Нгуен Ван Хьеу и С.М. Биленькому за очень полезные обсуждения и интерес к работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

$$a_1=\gamma\gamma'+\gamma\eta-\gamma'\eta-2\eta-3\eta^2 \qquad a_2=\eta(1+\eta)$$

$$a_3=2\eta(1+2\eta) \qquad a_4=1-4a_2$$

$$a_5=-\gamma\gamma'(3+2\eta)+(1+\eta)(1+2\eta)(3\gamma\gamma'-\gamma^2-4a_2)+\frac{a_3}{2}$$

$$a_6=4\eta^2[\gamma\gamma'(1+4\eta)-\eta(3+8a_2)]$$

$$a_7=(\gamma^2+\gamma'^2)(4\eta^2+2\eta-1)+4(\eta-1)(\gamma'-\gamma)a_2-8a_2^2+$$
$$+2\gamma\gamma'(1+2\eta)+2(1+2\eta)^2a_1+2\eta(\gamma'-\gamma)$$

$$a_8=(\gamma^2+\gamma'^2)(4\eta^2-2\eta-3)+4(\eta-1)(\gamma'-\gamma)a_2+2\gamma\gamma'(1+2\eta)-$$
$$-4(2\eta^2-1)a_2+2(1+2\eta)^2a_1-4\eta^2(\gamma'-\gamma)$$

$$a_9=8\eta^2a_1 \qquad a_{10}=4(1+2a_2)a_1$$

$$a_{11}=a_{10}+8\eta a_2$$

$$\Phi_1 = \gamma\gamma'[(\gamma-\gamma')\sin\theta'\sin(\theta+\theta') + \gamma\sin^2\theta' - \gamma'\sin^2(\theta+\theta')]$$

$$\Phi_2 = 2\gamma\gamma'\sin\theta'\sin(\theta+\theta')$$

$$\Phi_3 = \frac{1}{2}[\gamma\sin\theta' - \gamma'\sin(\theta+\theta')]^2$$

$$\Phi_4 = \gamma\gamma'(\gamma'-\gamma)\sin\theta'\sin(\theta+\theta') + \gamma^3\sin^2\theta' - \gamma'^3\sin^2(\theta+\theta')$$

$$\Phi_5 = \frac{\gamma\gamma'(\gamma'-\gamma)}{2}\sin(\theta+2\theta') + \frac{\gamma\gamma'^2}{2}\sin 2(\theta+\theta') - \frac{\gamma'\gamma^2}{2}\sin 2\theta'$$

$$\Phi_6 = -\gamma\gamma'\sin(\theta+2\theta')$$

$$\Phi_7 = \frac{\gamma\gamma'}{2}\sin(\theta+2\theta') - \frac{\gamma^2}{2}\sin 2\theta' - \frac{\gamma'^2}{4}\sin 2(\theta+\theta')$$

$$\Phi_8 = \frac{\gamma\gamma'}{2}(\gamma-\gamma')\sin(\theta+2\theta') - \frac{\gamma^3}{2}\sin 2\theta' + \frac{\gamma'^3}{2}\sin 2(\theta+\theta')$$

$$E' = \frac{E}{1+2\frac{E}{M}\sin^2\frac{\theta}{2}}$$

θ' – полярный угол импульса электрона в выбранной системе отчета, а θ – угол рассеяния в этой системе.

$$\cos\theta' = \frac{\gamma-\gamma'\cos\theta}{\sqrt{\gamma^2+\gamma'^2-2\gamma\gamma'\cos\theta}}$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

$$b_1 = 2(\beta\beta' + \xi) \qquad b_2 = 2\xi(1+\xi)$$

$$b_3 = 4\xi^2 + \frac{b_1}{2} \qquad b_4 = 2\xi^2(b_1 - 4b_2)$$

$$b_5 = 2(\beta^2 + \beta'^2 - 2\xi - 6\xi^2) \qquad b_6 = 4\xi(2\xi^2 - \beta^2 - \beta'^2)$$

$$b_7 = 4\xi(\beta+\xi) \qquad b_8 = \xi(1-\beta')$$

$$b_9 = 2\xi(\beta+\xi) \qquad b_{10} = 2(\beta+\xi)\, b_2$$

$$b_{11} = \xi(1-\beta) \qquad b_{12} = 2\xi(\beta'+\xi)$$

$$b_{13} = 2(\beta'+\xi)\, b_2$$

$$\Omega_1 = \frac{1}{2}[\beta \sin\theta_\pi + \beta' \sin(\theta_\pi + \phi)]^2$$

$$\Omega_2 = \beta\beta' \sin\theta_\pi \sin(\theta_\pi + \phi)$$

$$\Omega_3 = \beta' \sin(\theta_\pi+\phi)[\beta' \sin(\theta_\pi+\phi) + \beta \sin\theta_\pi]$$

$$\Omega_4 = \beta \sin\theta_\pi[\beta \sin\theta_\pi + \beta' \sin(\theta_\pi+\phi)]$$

$$\Omega_5 = -\frac{1}{4}[\beta^2 \sin 2\theta_\pi + \beta'^2 \sin 2(\theta_\pi+\phi) + 2\beta\beta' \sin(2\theta_\pi + \phi)]$$

$$\Omega_6 = -\frac{\beta\beta'}{2} \sin(2\theta_\pi + \phi)$$

$$\Omega_7 = -\frac{\beta'}{2}[\beta' \sin 2(\theta_\pi+\phi) + \beta \sin(2\theta_\pi+\phi)]$$

$$\Omega_8 = -\frac{\beta}{2}[\beta \sin 2\theta_\pi + \beta' \sin(2\theta_\pi+\phi)]$$

$$\beta = \frac{E_{\pi^-}}{M} \qquad \beta' = \frac{E'_{\pi^-}}{M} \qquad \xi = \frac{t^2}{4M^2} = -\frac{1}{2}(\beta+\beta')$$

E_{π^-}, E'_{π^-} – энергии электрона и позитрона в системе покоя ρ^- – мезона

$$E'_{\pi^-} = \frac{E_{\pi^-}}{2\frac{E_{\pi^-}}{M}\sin\frac{\phi}{2} - 1},$$

ϕ – угол между импульсами электрона и позитрона, θ_π – полярный угол электрона в этой системе

$$\cos\theta_\pi = \left(\frac{1}{\beta} - 1\right)\sqrt{\frac{\beta+\beta'}{\beta+\beta'-2}}$$

$$c_i = \{b_i\}_{\beta\to\kappa,\ \beta'\to\kappa',\ \xi\to\zeta}$$

$$\Omega'_i = \{\Omega_i\}_{\theta_\pi\to\theta'_\pi,\ \beta\to\kappa,\ \beta'\to\kappa',\ \phi\to\phi'}.$$

В системе покоя ρ^+ –мезона $\kappa, \kappa', \zeta, \phi', \theta'_\pi$ играют соответствующую роль–как $\beta, \beta', \xi, \phi, \theta_\pi$ в системе покоя ρ^- – мезона.

Литература

1. A. Zichichi, S. M. Berman, N. Cabibbo, R. Gatto. Nuovo Cimento, 24, 170 (1962).
2. J. Bernstein, G. Feinberg and T. D. Lee. Phys. Rev., 139, B1650 (1965).
3. V. Glaser, B. Jakšic. Nuovo Cimento, 5, 1197 (1957).
4. А.В. Барков, Ю.П. Никитин, М.В. Терентьев. ЖЭТФ, 46, 2202 (1964).
5. M. Gourdin, A. Martin. CERN, Report (1962).

6. В.М. Дубовик, Е.П. Лихтман, А.А. Чешков. Препринт ОИЯИ Р-2891, Дубна 1966 г.
7. Доан Нхыонг. Ядерная физика 4, 123 (1966).
8. M. Jacob, A. Morel. Phys. Lett., 7, 350 (1963).
9. Доан Нхыонг. Ядерная физика 4, 636 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 марта 1967 г.