3/VII-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2143

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Доан Нхыонг, Ф.С.Садыхов

РОЖДЕНИЕ $W^{\pm}$-МЕЗОНОВ ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ И АНТИПРОТОНОВ

ЯФ, 1965, т2, в5, с940-944.

1965

P-2143

335/3 чр.

Доан Нхыонг, Ф.С.Садыхов

РОЖДЕНИЕ $W^{\pm}$-МЕЗОНОВ ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ И АНТИПРОТОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

В последнее время интенсивно обсуждаются различные возможности детектирования промежуточного мезона (W). В частности, предлагается использовать для этой цели рождение $W^{\pm}$ -мезонов при аннигиляции протона и антипротона [1]. Данный процесс был исследован в однофотонном приближении в работе [2]. В работе [3,8] изучалась лептонная аннигиляция поляризованных протона и антипротона. Показано, что изучая аннигиляции поляризованных протона и антипротона, можно получить ценные сведения о применимости однофотонного приближения. Такие исследования становятся возможными в связи с успешным получением поляризованной протонной мишени [4,5]. В настоящей работе изучается процесс

$$p + \bar{p} \to W^{+} + W^{-} \tag{1}$$

с учетом произвольной поляризации протона и антипротона в однофотонном приближении. Электромагнитная вершина промежуточного мезона со спином 1 в случае отсутствия квадрупольного момента представляется в виде [6]:

$$J_{\mu} = \frac{\xi^{*}}{\sqrt{2E_{+}}} \left[g \left\{ (p_{+}+p_{-})_{\sigma} \delta_{\mu\rho} - (p_{+}+p_{-})_{\rho} \delta_{\mu\sigma} \right\} + \right.$$
$$\left. + (p_{+}-p_{-})_{\mu} \delta_{\rho\sigma} + p_{-\rho} \delta_{\mu\sigma} - p_{+\sigma} \delta_{\mu\rho} \right] \frac{\xi_{\rho}}{\sqrt{2E_{-}}}. \tag{2}$$

Здесь $g = 1+\mu_{W}$, ξ^{*}_{σ} и ξ_{ρ} – спиноры W^{+} и W^{-}-мезоны, которые удовлетворяют условию $p_{-\rho} \xi_{\rho} = p_{+\sigma} \xi^{*}_{\sigma} = 0$, $E_{+}, E_{-}, p_{+}, p_{-}$ энергии и импульсы $W^{\pm}$ -мезонов, соответственно; σ и ρ – спиновые индексы, μ_{W} – аномальные магнитный момент мезонов. Матричный элемент, соответствующий процессу (1) имеет вид:

$$M = i e^{2} (2\pi)^{4} \delta (p_{p} + p_{\bar{p}} - p_{+} - p_{-}) \cdot$$
$$\cdot \bar{v}(-\vec{p}_{\bar{p}}) [F_{1}(-q^{2}) \gamma_{\mu} + \frac{1}{4iM} F_{2}(-q^{2}) (\gamma_{\mu} \hat{q} - \hat{q} \gamma_{\mu})] u(\vec{p}_{p}) \cdot \tag{3}$$
$$\cdot \frac{1}{q^{2}} \frac{\xi^{*}_{\sigma}}{\sqrt{2E_{+}}} \left[g (p_{-\sigma} \delta_{\mu\rho} - p_{+\rho} \delta_{\mu\sigma}) + (p_{+} - p_{-})_{\mu} \delta_{\rho\sigma} \right] \frac{\xi_{\rho}}{\sqrt{2E_{-}}},$$

где $p_{\bar p}$ и p_p 4 – импульсы антипротона и протвна $q=p_{\bar p}+p_p$ – передаваемый импульс, $F_1(-q^2)$ и $F_2(-q^2)$ – дираковский и паулиевский формфакторы протона $(F_1(0)=1,\ F_2(0)=\mu_p)$. Используя (3), находим следующее выражение для сечения процесса (1) в с.ц.м. с учетом произвольной поляризации начальных частиц[x)]

$$d\sigma = \frac{e^4}{2^2(2\pi)^2 E\,|\vec p_p|}\ \delta\,(p_{\bar p}+p_p-p_+-p_-)\ \frac{1}{q^4}$$

$$\times\ Sp\,[\,F_1(-q^2)\,\gamma_\mu - \frac{i}{4M}\,F_2(-q^2)(\gamma_\mu\hat q-\hat q\gamma_\mu)]\ \Lambda(\vec p_p)\ \times$$

$$[-F_1^*(-q^2)\,\gamma_{\mu'} + \frac{i}{4M}\,F_2^*(-q^2)(\hat q\gamma_{\mu'}-\gamma_{\mu'}\hat q)]\ \Lambda(-\vec p_{\bar p})\ \times \tag{4}$$

$$\Lambda_{\rho\rho'}[\,g(p_{-\sigma}\,\delta_{\mu\rho}-p_{+\rho}\,\delta_{\mu\sigma})+(p_+-p_-)_\mu\,\delta_{\rho\sigma}]\times$$

$$\times\,\Lambda_{\sigma\sigma'}[\,g(p_{-\sigma'}\delta_{\mu'\rho'}-p_{+\rho'}\,\delta_{\mu'\sigma'})+(p_+-p_-)_{\mu'}\,\delta_{\rho'\sigma'}]\,,$$

где $\Lambda(\vec p_p)$ и $\Lambda(-\vec p_{\bar p})$ – проекционные операторы протона и антипротона, а $\Lambda_{\rho\rho'}$ и $\Lambda_{\sigma\sigma'}$ – операторы спина $W^{\pm}$ -мезонов, которые представляются в следующем виде:

$$\Lambda(\vec p_p) = (1-i\,\hat a_p\,\gamma_5)\,\frac{M-i\hat p_p}{4E_p}\,,\qquad \Lambda(-\vec p_p) = -(1-i\,\hat a_{\bar p}\,\gamma_5)\,(\frac{M+i\,\hat p_{\bar p}}{4E_{\bar p}})\,;$$

$$\Lambda_{\rho\rho'} = \Sigma\ \xi_\rho\,\xi^*_{\rho'} = \delta_{\rho\rho'} + \frac{p_{+\rho}\,p_{+\rho'}}{m_w^2}\,,\qquad \Lambda_{\sigma\sigma'} = \Sigma\ \xi^*_\sigma\ \xi_{\sigma'} = \delta_{\sigma\sigma'} + \frac{p_{-\sigma}\,p_{-\sigma'}}{m_w^2}\,. \tag{5}$$

В формуле (5) $a_{\bar p}$ и a_p являются релятивистскими обобщениями векторов поляризации $\vec\eta$ и $\vec\eta'$ антипротона и протона, соответственно (см. /7/). Используя (4) и (5), в с.ц.м. для дифференциального сечения получим:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{a^2\,\beta_w^8}{2^4\,E\,|\vec p_p|}\ \delta^2[\,A + \frac{6-\delta^2}{\delta^2}\,B + 2\mu_w A+\mu_w^2(A+\frac{\delta^2-2}{2}\,B\,)\,]\,, \tag{6}$$

---

x) Принята система единиц $c=\hbar=1$, $\alpha=\frac{e^2}{4\pi}=\frac{1}{137}$ $\qquad ab = \vec a\,\vec b - a^0 b^0$.

где

$$A = |F_1 + F_2|^2 + \tfrac{1}{2}\left|\frac{2}{\gamma}F_1 + \frac{\gamma}{2}F_2\right|^2 + \tfrac{1}{2}\left|\frac{2}{\gamma}F_1 + \frac{\gamma}{2}F_2\right|^2(\vec\eta\,\vec\eta\,') +$$

$$+\left[\left|\frac{2}{\gamma}F_1 + \frac{\gamma}{2}F_2\right|^2\frac{\gamma^2+2}{4} + \frac{16\gamma^2-\gamma^4-48}{8\gamma^2}F_1^2 - \frac{16\gamma^2+3\gamma^4-64}{64}F_2^2\right](\vec\eta\,\vec p^{\,\circ}_p)(\vec\eta\,'\,\vec p^{\,\circ}_p);$$

$$B = \tfrac{1}{2}|F_1+F_2|^2 - \frac{\gamma^2-4}{2\gamma^2}\left(F_1^2 - \frac{\gamma^2}{4}F_2^2\right)\cos^2\theta +$$

$$+\tfrac{1}{2}\left[|F_1+F_2|^2 - \frac{\gamma^2-4}{\gamma^2}\left(F_1^2 - \frac{\gamma^2}{4}F_2^2\right)\cos^2\theta\right](\vec\eta\,\vec\eta\,') -$$

$$-|F_1+F_2|^2(\vec\eta\,\vec p^{\,\circ}_w)(\vec\eta\,'\,\vec p^{\,\circ}_w) + \left[|F_1+F_2|^2 - \frac{\gamma^2+12}{4\gamma}\left(F_1^2 + \frac{\gamma^2}{4}F_2^2\right)\cos\theta -\right.$$

$$-\frac{3\gamma^2+4}{4\gamma}\,\mathrm{Re}\,F_1F_2^*\cos\theta + \left(F_1^2 + \frac{\gamma^2}{4}F_2^2\right)\frac{48\gamma-28\gamma^2+4\gamma^3-\gamma^4-32}{8\gamma^2}\cos^2\theta -$$

$$\left.-\frac{6\gamma-3\gamma^2+\gamma^3-4}{2\gamma}\,\mathrm{Re}\,F_1F_2^*\cos^2\theta + \frac{3}{2}F_1^2 + \frac{\gamma^2(\gamma^2+4)}{32}F_2^2 + \frac{\gamma^2+2}{4}\,\mathrm{Re}\,F_1F_2^*\right](\vec\eta\,\vec p^{\,\circ}_p)(\vec\eta\,'\,\vec p^{\,\circ}_p) +$$

$$+\left[|F_1+F_2|^2 - \frac{\gamma^2+12}{4\gamma}\left(F_1^2 + \frac{\gamma^2}{4}F_2^2\right) - \frac{3\gamma^2+4}{4\gamma}\,\mathrm{Re}\,F_1F_2^*\right]\cos\theta\,(\vec\eta\,\vec p^{\,\circ}_w)(\vec\eta\,'\,\vec p^{\,\circ}_p) -$$

$$-\frac{\gamma^2-4}{4\gamma}\,\mathrm{Im}\,F_1F_2^*\cos\theta\,(\vec\eta\,\vec n + \vec\eta\,'\,\vec n).$$

$$\delta = \frac{E}{m_w}, \quad \gamma = \frac{E}{M} \quad \beta_w = \frac{2|\vec p_w|}{E}, \quad \cos\theta = \frac{\vec p_p\,\vec p_w}{|\vec p_p|\,|\vec p_w|}$$

$$\vec n = [\,\vec p^{\,\circ}_p\;\vec p^{\,\circ}_w\,].$$

Здесь $\vec{p}^{\,o}_{\bar{p}}$ и $\vec{p}^{\,o}_{w}$ – единичные векторы, направленные по импульсу антипротона и мезона. Отсюда видно, что в случае $\vec{\eta} = \vec{\eta}' = 0$ формула (6) переходит в формулу (12) в /2/, если в последнем пренебрежем квадрупольным моментом и будем считать, что $G_1 = G_2 = 1$. В случае аннигиляции неполяризованного антипротона и поляризованного протона для сечения получаем следующую формулу:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{непол.}} - \frac{\gamma^2-4}{2\gamma} \operatorname{Im} F_1 F_2^* \cos\theta\,(\vec{\eta}\,'\,\vec{n}). \tag{8}$$

Здесь $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ непол. – сечение аннигиляции неполяризованных протона и антипротона. Как видно из (8), аннигиляция неполяризованного и поляризованного протона (поляризованного антипротона и неполяризованного протона) позволяет получать некоторые сведения о мнимой части комплексных формфакторов протона. Интегрируя (6) по направлению импульса мезона, для полного сечения аннигиляции получаем следующее выражение:

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1(\vec{\eta}\vec{\eta}\,') + \sigma_2(\vec{\eta}\;\vec{p}^{\,o}_{\bar{p}})(\vec{\eta}\,'\;\vec{p}^{\,o}_{\bar{p}}), \tag{9}$$

где

$$\sigma_0 = \frac{\pi a^2 \beta_w^3}{12 E\,|\vec{p}_p|}\,\delta^2 \Big\{ 3|F_1 + F_2|^2 + \frac{3}{2}\left|\frac{2}{\gamma}F_1 + \frac{\gamma}{2}F_2\right|^2 + \frac{6-\delta^2}{2\delta^2}\Big(3|F_1 + F_2|^2 -$$

$$- \frac{\gamma^2-4}{\gamma^2}\Big(F_1^2 - \frac{\gamma^2}{4}F_2^2\Big)\Big) + 6\mu_w\Big(|F_1 + F_2|^2 + ½\left|\frac{2}{\gamma}F_1 + \frac{\gamma}{2}F_2\right|^2\Big) +$$

$$+ \mu_w^2\Big[3|F_1 + F_2|^2 + \frac{3}{2}\left|\frac{2}{\gamma}F_1 + \frac{\gamma}{2}F_2\right|^2 + \frac{\gamma^2-2}{4}\Big(3|F_1 + F_2|^2 - \frac{\gamma^2-4}{\gamma^2}\Big(F_1^2 - \frac{\gamma^2}{4}F_2^2\Big)\Big)\Big]\Big\},$$

$$\sigma_1 = \frac{\pi a^2 \beta_w^3}{12 E\,|\vec{p}_p|}\,\delta^2 \Big\{ \frac{3}{2}\left|\frac{2}{\gamma}F_1 + \frac{\gamma}{2}F_2\right|^2 + \frac{6-\delta^2}{2\delta^2}\Big(|F_1 + F_2|^2 - \frac{\gamma^2-4}{\gamma^2}\Big(F_1^2 - \frac{\gamma^2}{4}F_2^2\Big)\Big) +$$

$$+ 3\mu_w\left|\frac{2}{\gamma}F_1 + \frac{\gamma}{2}F_2\right|^2 + \mu_w^2\Big[\frac{3}{2}\left|\frac{2}{\gamma}F_1 + \frac{\gamma}{2}F_2\right|^2 + \frac{\delta^2-2}{4}\Big(|F_1 + F_2|^2 - \frac{\gamma^2-4}{\gamma^2}\Big(F_1^2 - \frac{\gamma^2}{4}F_2^2\Big)\Big)\Big]\Big\}$$

$$\sigma_2 = \frac{\pi a^2 \beta_w^3}{12 E\,|\vec{p}_p|}\,\delta^2 \Big\{ \frac{3(\gamma^2+2)}{4}\left|\frac{2}{\gamma}F_1 + \frac{\gamma}{2}F_2\right|^2 + 3\,\frac{16\gamma^2 - \gamma^4 - 48}{8\gamma^2}\,F_1^2 -$$

$$-3\,\frac{16\gamma^2 + 3\gamma^4 - 64}{64}\,F_2^2 + \frac{6-\delta^2}{\delta^2}\Big(4|F_1 + F_2|^2 + \frac{24\gamma - 28\gamma^2 + 2\gamma^3 - \gamma^4 - 32}{8\gamma^2}\Big(F_1^2 + \frac{\gamma^2}{4}F_2^2\Big) +$$

$$½\left(9F_1^2+\frac{3\gamma^2(\gamma^2+4)}{16}F_2^2\right)-\frac{6\gamma-3\gamma^2-\gamma^3-4}{4\gamma}\,\mathrm{Re}\,F_1F_2^*\ )\ +$$

$$+3\mu_w\left[\frac{\gamma^2+2}{2}\left|\frac{2}{\gamma}F_1+\frac{\gamma}{2}F_2\right|^2+\frac{16\gamma^2-\gamma^4-48}{4\gamma^2}F_1^2-\frac{16\gamma^2+3\gamma^4-64}{32}F_2^2\right]+$$

$$+\mu_w^2\left[\frac{3(\gamma^2+2)}{4}\left|\frac{2}{\gamma}F_1+\frac{\gamma}{2}F_2\right|^2+3\frac{16\gamma^2-\gamma^4-48}{8\gamma^2}F_1^2-3\frac{16\gamma^2+3\gamma^4-64}{64}F_2^2+\right.$$

$$+\frac{\delta^2-2}{2}\left(4\left|F_1+F_2\right|^2+\frac{24\gamma-28\gamma^2+2\gamma^3-\gamma^4-32}{8\gamma^2}\left(F_1^2+\frac{\gamma^2}{4}F_2^2\right)+\right.$$

$$\left.\left.+½\left(9F_1^2+\frac{3\gamma^2(\gamma^2+4)}{16}F_2^2\right)-\frac{6\gamma-3\gamma^2-\gamma^3-4}{4\gamma}\,\mathrm{Re}\,F_1F_2^*\ \right)\right]\Big\}\ .$$

Из (9) следует, что в отличие от лептонной аннигиляции протона и антипротона /3,8/ изучение полного сечения мезонной аннигиляции позволяет получить сведения о действительной части формфакторов протона.

Рассмотрим актуальный случай поперечной антипараллельной поляризации начальных частиц, тогда $(\vec\eta\,\vec p^{\,o}_{\bar p})=(\vec\eta\,'\,\vec p^{\,o}_{p})=0$. В этом случае формула (9) имеет вид:

$$\sigma=\sigma_0'+\sigma_1\left(1-|\vec\eta\,|\,|\vec\eta\,'|\right), \tag{10}$$

где

$$\sigma_0'=\frac{\pi\alpha^2\beta_w^8}{12E\,|\vec p_p|}\ \delta^2\left|F_1+F_2\right|^2\left(\frac{6+\delta^2}{\delta^2}+6\mu_w+\mu_w^2\frac{\delta^2+4}{2}\right).$$

В случае 100% поляризации $|\vec{\eta}|=|\vec{\eta}'|=1$ полное сечение $\sigma=\sigma'_0$, что дает возможность определить магнитный формфактор $|G_m|^2=|F_1+F_2|^2$ протона.

В заключение выражаем благодарность проф. М.А.Маркову, Нгуен Ван Хьеу, Б.К.Керимову, С.М.Биленькому за полезные замечания и обсуждения результатов.

Литература

1. G.Bernardini, The 1964 International Conference on High Energy Physics, "Neutrino Physics", Dubna, 1964.

2. A.Zichichi and S.M.Berman, N.Cabibbo and R.Catto. Nuovo Cim. 24, 170(1962).

3. С.М.Биленький, Р.М.Рындин. Ядерная физика, 1, 84, 1965.

4. A.Abragam et al. Phys. Lett. 2, 310 (1962).

5. C.Shultz, O.Shapiro, Bull. Am. Phys. Soc. 9, 95 (1961).
   С.М. Биленький, Л.И.Лапидус, Р.М.Рындин, УФН 84, 243, 1964.

6. T.D.Lee and C.H. Yang. Phys. Rev. 128, 885 (1962).

7. А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика, ГИФМЛ, Москва, 1959.

8. А.А.Соколов, Б.К.Керимов, Ф.С.Садыхов, Р.Ш.Яхьяев. ДАН СССР, 161, № 6, 1317, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 апреля 1965 г.