

С. 346-28
Д-55

99, 1966, т. 4, № 22/ХІ-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

С. 123-125.

Дубна

P-2381



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Доан Нхыонг

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОРМ-ФАКТОРОВ
W -МЕЗОНА

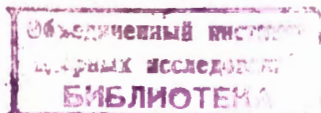
1965

P-2381

Доан Нхыонг

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОРМ-ФАКТОРОВ
W-МЕЗОНА

Направлено в журнал "Ядерная физика"



В работе ^{/1/} было отмечено, что W -мезон слабого взаимодействия может рождаться при аннигиляции протона и антипротона. Данный процесс был использован в однофотонном приближении ^{/2,3/}. Однако результаты в этих работах выражаются через неизвестные форм-факторы, являющиеся аномальными моментами W -мезона.

В настоящей работе рассматривается возможность определения этих форм-факторов W -мезона. Так как W -мезон не принимает участия в сильном взаимодействии, то эти форм-факторы могут считаться постоянными. Они равны зарядовому магнитному моменту и квадрупольному электрическому моменту W -мезона.

Электромагнитная вершина промежуточного мезона со спином 1 в самом общем виде представлена в работе ^{/2/} (11). В связи с успешным получением поляризованной протонной мишени ^{/4,5/} в этой заметке изучается аннигиляция



поляризованных протона и антипротона в однофотонном приближении с общим видом электромагнитного тока W -мезона (см. (11) в работе ^{/2/}). Форм-факторы протонной вершины F_1 и F_2 считаются известными из процесса $p + \bar{p} \rightarrow \ell + \bar{\ell}$, исследованного в работе ^{/6/}. Ниже даются выражения для дифференциального сечения в случае, когда протон и антипротон поляризован $d\sigma$ в (2), дифференциального сечения, когда протон поляризован, а антипротон - неполяризован $d\sigma_{\vec{\eta}=0}$ (3) и дифференциального сечения, когда антипротон поляризован, а протон неполяризован $d\sigma_{\vec{\eta}'=0}$ (выражение (4)). Измерения $d\sigma$, $d\sigma_0$ ($\vec{\eta}=\vec{\eta}'=0$) (выражение (2')), $d\sigma_{\vec{\eta}=0}$ (или $d\sigma_{\vec{\eta}'=0}$) дают возможность определить значения неизвестных форм-факторов G_1, G_2, G_3 (в обозначении Cabibbo ^{/2/} $G_1, \mu G_2, \epsilon G_3$), т.е. определить аномальный момент W -мезона.

После несложного вычисления получаем следующее выражение для дифференциального сечения в с.д.м.

$$d\sigma = \frac{a^2 \beta_w^3 \delta^2}{32 E |\vec{p}|} R d\Omega \quad (2)$$

$$d\sigma_0 = \frac{a^2 \beta_w^3 \delta^2}{32 E |\vec{p}|} \left[\left| \frac{F_1}{\gamma} + \gamma F_2 \right|^2 (2G^2 + A \cos^2 \theta) + A |F_1 + F_2|^2 (1 - \cos^2 \theta) + \right. \quad (2')$$

$$\left. + 4G^2 |F_1 + F_2|^2 \right] d\Omega.$$

Здесь

$$R = (1 + \frac{\vec{\eta} \cdot \vec{\eta}'}{\eta \eta'}) \left[\left| \frac{F_1}{\gamma} + \gamma F_2 \right|^2 (2G^2 + A \cos^2 \theta) + A |F_1 + F_2|^2 (1 - \cos^2 \theta) \right] +$$

$$+ \vec{\eta} \cdot \vec{p}_p^0 \vec{\eta}' \cdot \vec{p}_p^0 \left[4G^2 (|F_1 + F_2|^2 - \left| \frac{F_1}{\gamma} + \gamma F_2 \right|^2) - 2A(\gamma - 1)^2 \left| \frac{2\gamma + 1}{\gamma} F_1 + F_2 \right|^2 \cos^2 \theta \right] +$$

$$+ 2A(1 - \gamma) \left[|F_1 + F_2|^2 + \frac{\gamma + 1}{\gamma} (|F_2|^2 + \text{Re } F_1 F_2^*) \right] \cos \theta (\vec{\eta} \cdot \vec{p}_p^0 \vec{\eta}' \cdot \vec{p}_p^0 + \vec{\eta} \cdot \vec{p}_p^0 \vec{\eta}' \cdot \vec{p}_p^0) -$$

$$- 2A |F_1 + F_2|^2 \vec{\eta} \cdot \vec{p}_p^0 \vec{\eta}' \cdot \vec{p}_p^0 +$$

$$+ 2A \gamma \left(1 - \frac{1}{\gamma^2} \right) \text{Im } F_1 F_2^* \cos \theta (\vec{\eta} \cdot \vec{n} + \vec{\eta}' \cdot \vec{n}) + 4G^2 |F_1 + F_2|^2.$$

$$A = 4G_1 G_3 + 8\delta^2 G_3^2 - 2G_1^2 - 2G_2^2 - 2G_3^2 + \frac{3}{\delta^2} G_1^2 - 4G_2 G_3 + 4\delta^2 G_2^2$$

$$G = G_1 + G_2 + G_3 \quad \delta = \frac{E}{M}, \quad \gamma = \frac{E}{m},$$

E, \vec{p} - энергия и импульс протона в с.п.м. β_w - скорость W^- -мезона в этой системе, $\vec{n} = [\vec{p}_p^0, \vec{p}_p^0]$, \vec{p}_p^0, \vec{p}_p^0 - единичные векторы импульсов антипротона и W^- -мезона, θ - угол между \vec{p}_p^0 и \vec{p}_p^0 . $\vec{\eta}, \vec{\eta}'$ - векторы поляризации протона и антипротона в их системе покоя, $d\Omega$ - телесный угол, в который улетает W^- -мезон. Если положить в (2) $\vec{\eta} = \vec{\eta}' = 0$, получаем формулу (12) в /2/. Из (2) видно, что

$$d\sigma_{\vec{\eta}=\vec{\eta}'=0} = \frac{a^2 \beta_w^3 \delta^2}{32 E |\vec{p}|} R_{\vec{\eta}=\vec{\eta}'=0} d\Omega, \quad (3)$$

где

$$R_{\vec{\eta}=\vec{\eta}'=0} = \left[\left| \frac{F_1}{\gamma} + \gamma F_2 \right|^2 (2G^2 + A \cos^2 \theta) + A |F_1 + F_2|^2 (1 - \cos^2 \theta) \right] +$$

$$+ 2A \gamma \left(1 - \frac{1}{\gamma^2} \right) \text{Im } F_1 F_2^* \cos \theta (\vec{\eta} \cdot \vec{n} + \vec{\eta}' \cdot \vec{n}) + 4G^2 |F_1 + F_2|^2.$$

и

$$d\sigma_{\vec{\eta}=0} = \frac{\alpha^2 \beta_w^3 \delta^2}{32 E |\vec{p}|} R_{\vec{\eta}=0} d\Omega, \quad (4)$$

где

$$R_{\vec{\eta}=0} = [|\frac{F_1}{\gamma} + \gamma F_2|^2 (2G^2 + A \cos^2 \theta) + A |F_1 + F_2|^2 (1 - \cos^2 \theta)] + \\ + 2A\gamma (1 - \frac{1}{\gamma^2}) \text{Im} F_1 F_2^* \cos \theta \vec{\eta}' \cdot \vec{p} + 4G^2 |F_1 + F_2|^2.$$

Интегрируя (2) по $d\Omega = d\phi d(-\cos\alpha)$, получаем следующее выражение для полного сечения с любыми поляризациями протона и антипротона

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1 \vec{\eta} \vec{\eta}' + \sigma_2 \vec{\eta} \cdot \vec{p} \frac{p_z^0}{p} \vec{\eta}' \frac{p_z^0}{p}, \quad (5)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{\pi \alpha^2 \beta_w^3 \delta^2}{8 E |\vec{p}|} (|\frac{F_1}{\gamma} + \gamma F_2|^2 + 2 |F_1 + F_2|^2) (2G^2 + \frac{A}{3}), \\ \sigma_1 = \frac{\pi \alpha^2 \beta_w^3 \delta^2}{8 E |\vec{p}|} | \frac{F_1}{\gamma} + \gamma F_2 |^2 (2G^2 + \frac{A}{3}) \\ \sigma_2 = \frac{\pi \alpha^2 \beta_w^3 \delta^2}{8 E |\vec{p}|} \times \\ \times \left[4G^2 (|F_1 + F_2|^2 - | \frac{F_1}{\gamma} + \gamma F_2 |^2) \times - \frac{2}{3} A (1-\gamma)^2 | \frac{2\gamma+1}{\gamma} F_1 + F_2 |^2 \right. \\ \left. + \frac{4}{3} A (1-\gamma) (|F_1 + F_2|^2 + \frac{\gamma+1}{\gamma} (|F_2|^2 + \text{Re} F_1 F_2^*)) \right].$$

В заключение автор благодарит проф. М.А.Маркова за интерес к работе и Нгуен Ван Хьеу за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. G. Bernardini. The 1964 Intern. Conference on High Energy Phys., "Neutrino Physics," Dubna, 1964.
2. A. Zichichi, S.M. Berman, N. Cabibbo and R. Gatto., Nuovo Cim., 24, 170 (1962).
3. Доан-Нхыонг, Ф.С. Садыков. Ядерная физика т. 2, в 3 (1965).
4. A. Abragam, M. Bordini, P. Catillon, J. Constan. P. Ruobean et J. Thiron .
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. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. Ядерная физика, 1, 84 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
1 октября 1965 г.