ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2445

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Ф.Ф. Тихонин

ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ Ω^--ГИПЕРОНА В МОДЕЛИ КВАРКОВ

1965

Р-2445

Ф.Ф. Тихонин

ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ Ω^--ГИПЕРОНА В МОДЕЛИ КВАРКОВ

§ 1. Введение

Успехи модели октетной симметрии элементарных частиц особенно после открытия Ω^- гиперона, предсказанного этой моделью, заставили обратить серьезное внимание на кварки [1] – предсказываемые той же моделью частицы с дробными квантовыми числами. На опыте обнаружить их в чистом виде не удалось. Однако возникла идея о том, что все физические частицы состоят из кварков и антикварков. В [2] на этой основе получены хорошо согласующиеся с экспериментом значения магнитных моментов некоторых частиц. Работы [3,4] были посвящены релятивистскому обобщению этой задачи, где вычислены вершины, описывающие взаимодействие мезонов и барионов с электромагнитными полем и вершины слабого взаимодействия барионов.

Представляется интересным проверить, насколько хорошо согласуются выводы этих работ с опытами. Это и является целью данной заметки, где вычисляется ширина распада $\Omega^- \to \Xi^o + e^- + \bar{\nu}$ с токами

$$J_a^V = -\frac{3}{m_0^2}\,\epsilon_{a\mu\sigma\rho}\,P_\sigma\,k_\rho\,(\bar{\psi}\;\Psi_\mu)\,\epsilon^{pqs}\,\bar{B}_s^r\,(\hat{g}_V)_p^{p'}\,d_{p'qr}\,F(k^2)$$

$$J_a^A = \frac{3}{4}\,\epsilon^{pqs}\,\bar{B}_s^r\,(\hat{g}_A)_p^{p'}\,d_{p'qr}\,\Big[\frac{k_\mu}{2m_0^2}\,(2P-p)_a\,\bar{\psi}\,\Psi_\mu + \Big(1-\frac{k^2}{4m_0^2}\Big)(\bar{\psi}\;\Psi_a)\Big]\,F(k^2),$$

полученными в [4]. Здесь Ψ_μ – волновая функция Ω^- (спин Ω^- равен $\frac{3}{2}$), а ψ – Ξ^o гиперона, P, p – соответствующие импульсы, k – переданный импульс, m_0 – масса декуплета, $d_{p'qr}$ и B_r^s – волновые функции декуплета и октета,

$$(\hat{g}_V)_p^{p'} = g_V \sin\theta \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \qquad (\hat{g}_A)_p^{p'} = g_A \sin\theta \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

(распад с изменением странности), где θ – угол Кабиббо, $F(k^2)$ – формфактор.

§ 2. Расчет ширины распада

Матричный элемент распада $\mathfrak{M} = (J_a^V + J_a^A)\,\bar{\psi}_e\,\gamma_a\,(1+i\gamma_5)\,\psi_\nu$,

где ψ_e – волновая функция электрона, а ψ_ν – нейтрино. Поскольку Ω^- – d_{333} – компонента декуплета и Ξ^o – N_3^2 – компонента барионного октета, то

$$J^V_\alpha = \frac{3}{m_0^2}\,\frac{G}{\sqrt{2}}\,\epsilon_{\alpha\mu\sigma\rho}\,P_\sigma\,k_\rho\,\bar\psi\,\Psi_\mu\,F(k^2)\sin\theta$$

$$J^A_\alpha = -\frac{0{,}75}{\sqrt{2}}\,G\sin\theta\,\bar\psi\left[\frac{k_\mu}{2m_0^2}(2P-p)_\alpha + \left(1-\frac{k^2}{4m_0^2}\right)\delta_{\alpha\mu}\right]\Psi_\mu\,F(k^2),$$

где G – универсальная константа 4- фермионного взаимодействия. Ширина распада

$$\Gamma = \frac{1}{2M}\int|\mathfrak{M}|^2\,\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\,\frac{1}{2E}\,\frac{d^3q}{(2\pi)^3}\,\frac{1}{2q_4}\,\frac{d^3r}{(2\pi)^3}\,\frac{1}{2r_4}\,(2\pi)^4\delta(p+q+r-P),$$

где q и r – 4-импульсы электрона и нейтрино, а q_4 и r_4 – их энергии, E – энергия Ξ°.

Взяв интегралы, получим:

$$\Gamma = \frac{1}{32\pi^2}\,\frac{1}{M}\int_m^{E_{max}}|\vec p|\,dE\,S_{\alpha\alpha'}\,B_{\alpha\alpha'}, \qquad |\vec p| = \sqrt{E^2-m^2},$$

$B_{\alpha\alpha'}$ – барионный след и $S_{\alpha\alpha'}$ – лептонный след. Для вычисления $B_{\alpha\alpha'}$ пользуемся тем, что для частиц спина 3/2

$$\Sigma\,\Psi_\mu\bar\Psi_{\mu'} = |\Theta_{\mu\mu'}\Lambda$$ [5],

где

$$\Theta_{\mu\mu'} = -\frac{2}{3}\delta_{\mu\mu'} + \frac{2}{3}\frac{P_\mu P_{\mu'}}{M^2} + \frac{1}{3M}(\gamma_{\mu'}P_\mu - \gamma_\mu P_{\mu'}) + \frac{1}{6}(\gamma_\mu\gamma_{\mu'} - \gamma_{\mu'}\gamma_\mu),$$

$$\Lambda = \hat P + M.$$

Вычисляя следы по обычным правилам, получим:

$$\Gamma^V = \frac{G^2}{4\pi^3}\,\frac{\sin^2\theta}{m_0^4}\,\frac{1}{M}\int_m^{E_{max}}\sqrt{E^2-m^2}\,(P\cdot p+Mm)[P^2k^4-k^2(P\cdot k)^2]\,F^2(k^2)\,dE$$

$$\Gamma^A = \frac{1}{72}\,\frac{(0{,}75)^2}{\pi^3}\,G^2\sin^2\theta\,\frac{1}{M}\int_m^{E_{max}}\sqrt{E^2-m^2}\,\left\{\frac{2}{M^2}(Pp+Mm)(kP)\times\right.$$

$$\times[(P\cdot 1)(G'\cdot k)-k^2(P\cdot G')+k^2(kG')]\{(pk)(G'P)-(P\cdot k)(G'p)\}+$$

$$\left.+\frac{1}{M}(Pp+Mm)\left[\frac{1}{M}(kP)^2+2Mk^2\right]\right\}F^2(k^2)\,dE,$$

где $G' = 2P-p$.

У нас очень мал квадрат переданного импульса, поэтому можно ограничиться разложением $F(k^2)\approx 1+ak^2$. Постоянную a можно найти из эксперимента,

сравнив графическое изображение $F(k^2)$ с опытными кривыми [6]. Это дает для малых k^2 $a\approx -1{,}3\,\frac{1}{m_p^2}$, где m_p – масса протона. Таким образом,

$$F(k^2)\approx 1-1{,}3\,\frac{k^2}{m_p^2}.$$

В выражении для ширины у нас имеется только Γ^V и Γ^A. Это хорошо известный факт [7] (непосредственные расчеты тоже дают отсутствие интерференционного члена). Дальнейшие вычисления удобно делать в системе, где Ω^- покоится; мы пользуемся условием $\vec s\,t = s_4t_4-\vec s\,\vec t$. Результаты таковы:

$$\Gamma^V = 1{,}53\cdot 10^8\ \text{сек}^{-1}, \qquad \Gamma^A = 5{,}76\cdot 10^7\ \text{сек}^{-1}.$$

§ 3. Заключение

Ширина распада $\Omega^-\to\Xi^\circ+e^-+\tilde\nu$ была также вычислена в работах [8,9], где матричный элемент брался в виде:

$$\mathfrak{M} = \frac{G}{\sqrt{2}}\,\psi\,[(f_1+ig_1\gamma_5)\delta_{\alpha\mu} + (f_2+ig_2\gamma_5)\gamma_\mu k_\alpha + (f_3+ig_3\gamma_5)k_\mu k_\alpha$$

$$+(f_4+ig_4\gamma_5)P_\mu k_\alpha]\,\Psi_\mu\,\bar\psi_e\,\gamma_\alpha(1+i\gamma_5)\psi_\nu.$$

Расчеты здесь проводились с $g_i(k^2=0)$ и $f_i(k^2=0)$, и использовалась аналогия электромагнитного и слабого векторного токов и данные распада $N^*_{1238}\to p+\gamma$.

Полученная здесь Γ^V близка к вычисленной в этой заметке, а выражение для Γ^A содержит один параметр. Некоторая завышенность значения нашей Γ^V по сравнению с Γ^A и с Γ^V из [8] и [9], очевидно, происходит из наличия коэффициента 3 в выражении для J^V_α.

В заключение выражаю благодарность Нгуен Ван Хьеу за постановку задачи и руководство.

Литература

1. M.Gell-Mann, Phys. Lett., 8, 214 (1964).
G.Zweig. Preprint CERN, 8419, TH, 412 (1964).
2. Н.Н. Боголюбов, Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ Д-1968, Дубна 1965.

3. Н.Н. Боголюбов, Нгуен Ван Хьеу, Д. Стоянов, Б.В. Струминский, А.Н.Тавхелидзе, В.П. Шелест. Препринт ОИЯИ Д-2075, Дубна 1965.

4. Н.Н. Боголюбов, В.А. Матвеев, Нгуен Ван Хьеу, Д. Стоянов, Б.В. Струминский, А.Н.Тавхелидзе, В.П. Шелест. Препринт ОИЯИ Р-2141, Дубна 1965.

5. R.Behrends, C.Fronsdal Phys. Rev., 106, 345 (1957).

6. Ramsey . Доклад на XII конф. по физике высоких энергий в Дубне, 1964 г.

7. S.Weinberg. Phys. Rev., 115, 481 (1959).

8. Jon Mathews. Phys. Rev., 137, 2^B 444 (1965).

9. J.Yellin. Phys. Rev., 135, 5B 1203 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 ноября 1965 г.