Доклады Академии наук СССР
1955. Том 102, № 6

ФИЗИКА

И. Ю. КОБЗАРЕВ

СЕЧЕНИЯ АННИГИЛЯЦИИ АНТИПРОТОНА

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 14 III 1955)

Антипротон может аннигилировать с нуклонами с испусканием двух π-мезонов. Возможны следующие типы аннигиляции:

$$\text{I. } \tilde{\text{p}} + \text{p} = 2\pi^0. \quad \text{II. } \tilde{\text{p}} + \text{p} = \pi^- + \pi^+. \quad \text{III. } \tilde{\text{p}} + \text{n} = \pi^- + \pi^0. \tag{1}$$

Расчеты сечений этих трех процессов произведены в первом неисчезающем приближении теории возмущений для случая псевдоскалярных мезонов с псевдоскалярным зарядово-симметричным взаимодействием.

Волновое уравнение нуклона, взаимодействующего с полем мезонов, имеет вид:

$$(i\hat{p} + m)\,\psi = -gi\gamma_5(\vec{\tau}\vec{\Phi})\,\psi, \tag{2}$$

где $\hat{p} = p_\mu\gamma_\mu$; p_μ — компоненты 4-импульса нуклона; γ_μ — матрицы Паули; $\vec{\tau}$ — вектор изотопического спина и $\vec{\Phi}$ — волновая функция поля мезонов, являющаяся вектором в изотопическом пространстве. Энергия взаимодействия равна

$$V = ig\,(\bar{\psi}\gamma_5(\vec{\tau}\vec{\Phi})\,\psi). \tag{3}$$

Фейнмановские диаграммы для процессов аннигиляции, представлены на рис. 1, где p_1—4-импульс нуклона; $p_2 = -p'$, (p' —импульс антинуклона); k_1, k_2 — импульсы испущенных мезонов.

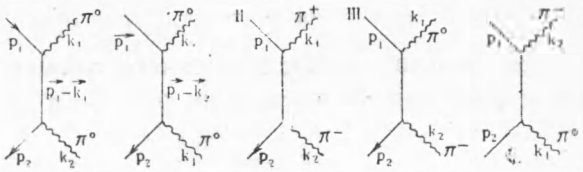


Рис. 1

В дальнейшем мы будем рассматривать процесс аннигиляции в системе центра инерции, где $p_1 = (\mathbf{p}_0, iE_0)$, $p' = (-\mathbf{p}_0, iE_0)$, $p_2 = (\mathbf{p}_0, -iE_0)$.

Матричные элементы переходов могут быть написаны по обычным правилам [1] (мы пользуемся системой единиц, где $h = c = 1$)

$$S_1 = -ig^2(2\pi)^4\,\bar{v}\left(\frac{\gamma_5 a^{*0}_{k_2}\tau_z}{\sqrt{2E_2}}\,\frac{i(\hat{p}_1 - \hat{k}_1) - m}{(p_1 - k_1)^2 + m^2}\,\frac{\gamma_5 a^{*0}_{k_1}\tau_z}{\sqrt{2E_1}} + \right.$$

$$\left. + \frac{\gamma_5 a^{*0}_{k_1}\tau_z}{\sqrt{2E_1}}\,\frac{i(\hat{p}_1 - \hat{k}_2) - m}{(p_1 - k_2)^2 + m^2}\,\frac{\gamma_5 a^{*0}_{k_2}\tau_z}{\sqrt{2E_2}}\right) u\,\delta(p_2 - p_1 + k_2 + k_1). \tag{4}$$

Аналогично для S_{II}, S_{III}, откуда получаем:

$$\sigma_{2\pi^0} = \frac{g^4 k\,d\Omega}{64\pi^2 p}\left|\bar{v}\left\{\frac{i(\hat{p}_1 - \hat{k}_1) + m}{(p_1 - k_1)^2 + m^2} + \frac{i(\hat{p}_1 - \hat{k}_2) + m}{(p_1 - k_2)^2 + m^2}\right\} u\right|^2, \tag{5}$$

$$\sigma_{\pi^+ + \pi^-} = \frac{g^4 k\, d\Omega}{64\pi^2 p} \cdot 4 \left| \bar{v} \frac{i(\hat{p}_1 - \hat{k}_1) + m}{(p_1 - k_1)^2 + m^2} u \right|^2, \tag{6}$$

$$\sigma_{\pi^0 + \pi^-} = \frac{g^4 k\, d\Omega}{64\pi^2 p} \cdot 2 \left| \bar{v} \left\{ \frac{i(\hat{p}_1 - \hat{k}_1) + m}{(p_1 - k_1)^2 + m^2} - \frac{i(\hat{p}_1 - \hat{k}_2) + m}{(p_1 - k_2)^2 + m^2} \right\} u \right|^2. \tag{7}$$

Здесь матрица γ_5 — антикоммутирующая со всеми γ_i — выпала. Коэффициенты 4 и 2 возникли из матриц изотопического спина, знак минус в третьей скобке вследствие того, что $\tau^z\tau^- = -\tau^-\tau^z$.

Усредняя обычным путем по спинам нуклона — антинуклона, получим

$$d\sigma_{\pi^+ + \pi^-} = \frac{g^4 k\, d\Omega}{32\pi^2 E_0^2 p_0} \frac{E_0^2 k^2 - (\mathbf{p}_0 \mathbf{k}_0)^2}{(E_0^2 + k^2 - 2(\mathbf{p}_0 \mathbf{k}))^2},$$

$$d\sigma_{2\pi^0} = \frac{g^4 k\, d\Omega}{128\pi^2 E_0^2 p_0} \frac{16 (p_0 k)^2 (E_0^2 k^2 - (\mathbf{p}_0 \mathbf{k})^2)}{\{(E_0^2 + k^2)^2 - 4(\mathbf{p}_0 \mathbf{k})^2\}^2}. \tag{8}$$

$$d\sigma_{\pi^0 + \pi^-} = \frac{g^4 k\, d\Omega}{64\pi^2 E_0^2 p_0} \frac{4 (E_0^2 + k^2)^2 (E_0^2 k^2 - (\mathbf{pk})^2)}{\{(E_0^2 + k^2)^2 - 4(\mathbf{p}_0 \mathbf{k})^2\}^2}.$$

При $v \to 0$ (малых энергиях) имеем:

$$d\sigma_{2\pi^0} \to 0, \quad d\sigma_{\pi^0 + \pi^-} = 2 d\sigma_{\pi^+ + \pi^-} = \frac{g^4\, d\Omega\, (M^2 - m^2)^{3/2}}{16\pi^2 v M (2M^2 - m^2)^2}, \tag{9}$$

где M — масса нуклона; m — масса мезона.

Для произвольных энергий, пренебрегая массой мезона, что для медленных нуклонов дает ошибку порядка $(m^2/M^2) \cong 3\%$, и интегрируя по углам, причем при интегрировании $d\sigma_{2\pi^0}$ нужно разделить на 2! для учета тождественности частиц, получим

$$\sigma_{\pi^+ + \pi^-} = \frac{g^4}{32\pi E_0^2 v} \left(\frac{1}{v} \ln \frac{1+v}{1-v} - 1 \right); \quad \sigma_{\pi^0 + \pi^-} = \frac{g^4}{32\pi E_0^2 v} \left(\frac{1}{v} \ln \frac{1+v}{1-v} \right);$$

$$\sigma_{2\pi^0} = \frac{g^4}{128\pi E_0^2 v} \left(\frac{1}{v} \ln \frac{1+v}{1-v} - 2 \right). \tag{10}$$

Переходя к лабораторной системе координат и возвращаясь к обычным единицам, имеем:

для $v \to 0$ $\quad \sigma_{\pi^+ + \pi^+} = \frac{g^4}{16\pi M^2 c^4} \frac{c}{v}, \quad \sigma_{\pi^- + \pi^+} = \frac{g^4}{8\pi M^2 c^4} \frac{c}{v}, \quad \sigma_{\pi^0 + \pi^0} \to 0;$ (11)

для $v \to c$ $\quad \sigma_{\pi^- + \pi^+} = \sigma_{\pi^- + \pi^0} \sim \frac{g^4}{16\pi M c^2 E} \ln \frac{E}{Mc^2}, \quad \sigma_{\pi^0 + \pi^0} \sim \frac{g^4}{64 M c^2 E} \ln \frac{E}{Mc^2}.$ (12)

Для времени жизни медленного летящего антипротона по отношению к процессам аннигиляции $p + \bar{p} = \pi^- + \pi^+$, $\bar{p} + n = \pi^- + \pi^+$ имеем

$$\tau_{\pi^+ + \pi^-} = \frac{16\pi M^2 c^4}{n_1 g^4}, \quad \tau_{\pi^- + \pi^0} = \frac{8\pi M^2 c^3}{n_2 g^4}, \tag{13}$$

где n_1 — плотность протонов; n_2 — плотность нейтронов.

Полагая $g \sim 5 \cdot 10^{-8}$ см$^{3/2}$ г$^{1/2}$ сек$^{-1}$, что соответствует $g^2/4\pi\hbar c \sim 10$, получим для полного времени жизни в свинце $\tau \sim 10^{-10}$, в воздухе $\tau \sim 10^{-6}$. Для релятивистских антипротонов $\sigma_{\pi^- + \pi^+} = \sigma_{\pi^0 + \pi^-} \sim \sigma_{\pi^0 + \pi^0} \sim 10^{-26}$. Сечение аннигиляции при столкновении с ядром будет $\sigma \sim \pi R^2 \{(\sigma_{\pi^+ + \pi^-} + \sigma_{\pi^0 + \pi^0}) n_1 + \sigma_{\pi^0 + \pi^-} n_2\} R$, где R — радиус ядра, n_1, n_2 — плотности протонов и нейтронов в ядре, откуда $\sigma \sim A \cdot 10^{-26}$, A — атомный номер. Длина пробега для аннигиляции релятивистского антипротона в воздухе $\sim 10^5$ см, в свинце ~ 10 см.

В заключение я выражаю благодарность чл.-корр. АН СССР И. Я. Померанчуку за постановку задачи и руководство.

Московский инженерно-физический институт

Поступило 9 XII 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] R. P. Feynman, Phys. Rev., 76, 769 (1949).