

Член-корреспондент АН СССР И. Я. ПОМЕРАНЧУК

# ОБРАЗОВАНИЕ $\pi$ -МЕЗОННЫХ ПАР $\gamma$ -КВАНТАМИ В СЛУЧАЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

В (1) была сформулирована полуфеноменологическая теория образования  $\pi$ -мезонных пар  $\gamma$ -квантами. В том случае, когда радиус ядра велик по сравнению с комптоновской длиной  $\pi$ -мезона:  $R \gg \frac{1}{m}$ , матричный элемент перехода ((1), формула (8)) может быть существенно упрощен.

Если ввести в формулу (8) (1) новые переменные  $\mathbf{s} = \frac{\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2}{2}$ ,  $\vec{\sigma} = \mathbf{s}_2 - \mathbf{s}_1$ , то эффективные значения  $\sigma$  оказываются порядка или меньше  $1/m^*$ . Поэтому при  $mR \gg 1$  можно производить интегрирование по  $\mathbf{s}$  и  $\vec{\sigma}$  независимо в следующих пределах:  $s^2 \leq R^2$ ,  $\sigma^2 < \infty$ . В новых переменных формула (8) (1) имеет вид:

$$\begin{aligned} & \frac{ie p_1 p_2}{V 2\pi^3 E_1 E_2 f^3} \int d\mathbf{s} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{s}} \int d\mathbf{g} \int d\vec{\sigma} e^{i\mathbf{g}\vec{\sigma} + 1/2 i(\vec{\sigma}, \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)} \frac{j\mathbf{g}}{m^2 + g^2} = \\ & = ie \sqrt{\frac{8\pi^3 E_1 E_2}{f^3}} \frac{R 2\pi}{k} J_1(kR) \int d\left(\mathbf{g} - \frac{\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1}{2}\right) \frac{j\mathbf{g}}{m^2 + g^2} d\mathbf{g} = \\ & = ie \sqrt{\frac{8\pi^3 E_1 E_2}{f^3}} \frac{R}{k} J_1(kR) (j, \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) [m^2 + 1/4 (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)^2]^{-1}. \end{aligned} \quad (1)$$

Складывая (1) и (12) из (1), получаем матричный элемент  $M$ :

$$ie \sqrt{\frac{8\pi^3 E_1 E_2}{f^3}} \frac{R}{k} J_1(kR) \left[ \frac{(j, \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)}{m^2 + 1/4 (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)^2} + \frac{2j\mathbf{k}_1}{m^2 + k_1^2} - \frac{2j\mathbf{k}_2}{m^2 + k_2^2} \right]. \quad (2)$$

Эффективные значения  $k \sim 1/R \ll m$ , тогда как  $k_1, k_2$  могут быть порядка  $m$ . Поэтому  $(\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \quad k_1 \approx -k_2$ . Используем это для упрощения (2):

$$M = -ie \sqrt{\frac{8\pi^3 E_1 E_2}{f^3}} \frac{R}{k} J_1(kR) \frac{2j\mathbf{b}}{m^2 + b^2}, \quad \mathbf{b} = \frac{\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1}{2}. \quad (3)$$

Когда  $\mathbf{k}_1 \approx -\mathbf{k}_2$ , инварианты, входящие в сечение в формуле (13) (1), выражаются следующим образом:

$$\frac{\omega_1^0}{m} = \frac{f}{2E_1} \frac{m^2 + b^2}{m^2}, \quad \frac{\omega_2^0}{m} = \frac{f}{2E_2} \frac{m^2 + b^2}{m^2}, \quad I = \frac{\omega_1^0 + \omega_2^0}{m} - 1. \quad (4)$$

Таким образом,  $F$  (1) не зависит от  $\mathbf{k}$  и от направления  $\mathbf{b}$ , что дает возможность произвести интегрирование дифференциального сечения по этим переменным.

\*  $\hbar = c = 1$ .

Дифференциальное сечение равно:

$$d\sigma_j(\mathbf{k}, \mathbf{b}, E_1) = \frac{e^2 R^2}{\pi^2 k^2} J_1^2(kR) \frac{E_1(f - E_1) dE_1}{f^3(m^2 + b^2)^2} d\mathbf{b} d\mathbf{k} |F(\omega_1^0, \omega_2^0)|^2 (\mathbf{j}\mathbf{b})^2, \\ \mathbf{p}_1 = \frac{f}{f} \left( p_1 - \frac{k_1^2}{2p_1} \right) + \mathbf{k}_1, \quad \mathbf{p}_2 = \frac{f}{f} \left( p_2 - \frac{k_2^2}{2p_2} \right) + \mathbf{k}_2, \\ d\mathbf{k} = k dk d\varphi_k, \quad d\mathbf{b} = b db d\varphi_b. \quad (5)$$

$F$  — симметричная функция своих аргументов.

Усредняя по поляризациям кванта, находим:

$$d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{b}, E_1) = \frac{e^2 R^2}{2\pi^2 k^2} \frac{J_1^2(kR) E_1(f - E_1) dE_1}{f^3(m^2 + b^2)^2} b^2 db d\mathbf{k} |F|^2. \quad (6)$$

Интегрируем теперь (6) по  $\mathbf{k}$  и  $\varphi_b$ , получаем

$$d\sigma(b, E_1) = e^2 R^2 \frac{E_1(f - E_1) dE_1}{f^3} \frac{b^2 db}{(m^2 + b^2)^2} |F|^2. \quad (7)$$

Формулы (5), (6) и (7) дают возможность определить из опытных данных  $|F|^2$  и тем самым получить сведения о взаимодействии  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -частиц друг с другом, а также о их размерах.

Остающееся интегрирование по  $E_1$  и  $b$  может быть произведено только полагая, что  $F=1$ . При этом получается следующее выражение:

$$\int_0^f dE_1 \int_0^{b_{\max}} db \dots = \frac{e^2 R^2}{12} \left[ \ln \frac{m^2 + b_{\max}^2}{m^2 e} + \frac{m^2}{m^2 + b_{\max}^2} \right]. \quad (8)$$

При  $z \sim 80-90$  образование пар под действием чисто кулоновских сил оказывается всего лишь в несколько раз меньшим, чем (8). Поэтому в этих условиях необходимо учитывать наряду с (8) часть, связанную кулонову полю.

В заключение следует отметить невозможность превращения виртуально родившейся пары  $\pi^+$  и  $\pi^-$  при их взаимодействии друг с другом в два  $\pi^0$ -мезона. Это связано с законом сохранения зарядовой четности. Квант зарядово-нечетен. Система из двух  $\pi^0$ -мезонов зарядово-четна. Так как ядро выполняет только функции черного тела, то его следует при этом считать зарядово-четным. Таким образом, процесс  $\gamma \rightarrow 2\pi^0$  в рассматриваемых условиях не может иметь места. Так как образование пар  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $2\pi^0$ -мезонов, не сопровождающееся возбуждением ядра, практически может иметь место только при помощи механизма, разобранный в этой работе, то закон сохранения зарядовой четности приводит к выводу, что сечение процесса  $\gamma \rightarrow 2\pi^0$  должно быть при  $f \gg m$  очень малым по сравнению с сечением процесса  $\gamma \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ .

Выводы 1. Сечение образования  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -пар, не сопровождающееся возбуждением ядра в экстрем релятивистских условиях, не зависит от энергии кванта и оказывается пропорциональным  $R^2 (\sim A^{1/2})$ . По порядку величины интегральное сечение равно  $\frac{e^2}{10} R^2$ .

2. Процесс  $\gamma \rightarrow 2\pi^0$  имеет малую вероятность по сравнению с процессом  $\gamma \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ .

3. Распределение по величине  $\mathbf{k}$  дается (6). Эффективные  $k \sim 1/R$ .

4. Эффективные  $b$  связаны с «размерами»  $\pi$ -частиц и свойствами их взаимодействия.

Поступило  
5 III 1954

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1 И. Я. Померанчук, ДАН, 96, № 2 (1954).