

В. М. Арутюнян, Э. В. Чубарян

О реакции $\pi^- + p \rightarrow n + e^+ + e^-$

Изучению реакции

$$\pi^- + p \rightarrow n + e^+ + e^- \quad (1)$$

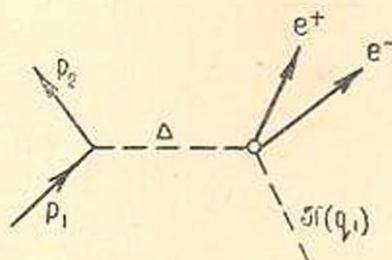
посвящен ряд теоретических и экспериментальных работ. Отношение

$$r_{\gamma} = \frac{\pi^- + p \rightarrow n + e^+ + e^-}{\pi^- + p \rightarrow n + \gamma} \quad (2)$$

многократно измерялось в водородных пузырьковых камерах, помещенных в магнитное поле [1, 2]. Коэффициент конверсии r_{γ} можно вычислить теоретически, не вдаваясь в детали мезонной теории [3, 4]. Необходимо отметить, что имеется хорошее согласие экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями.

В настоящей работе реакция (1) изучается в предположении о наличии резонанса в системе двух π -мезонов (бинийон). Аналогично методу Чью и Лоу [5], сечение рассматриваемой реакции выражается через сечение аннигиляции $\pi^+ + \pi^- \rightarrow e^+ + e^-$. Показано, что двумерное распределение сечения по передаваемому импульсу и энергии пары $e^+ - e^-$ имеет резонанс, соответствующий резонансу $\pi - \pi$ системы.

Согласно сказанному выше, выделим среди всевозможных графиков, соответствующих реакции (1), полюсной график, указанный на фиг. 1.



Фиг. 1.

Как показали Чью и Лоу [5], в области малых передаваемых импульсов ($\Delta^2 \sim \mu^2$) данный график будет давать преобладающий вклад в сечение, которое можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Delta^2 \partial \omega^2} = \frac{f^2}{2\pi} \frac{\Delta^2 / \mu^2}{(\Delta^2 + \mu^2)^2} \frac{\omega (\omega^2/4 - \mu^2)^{1/2}}{q_{1L}^2} \sigma_{\pi e}(\omega), \quad (3)$$

где $f^2 = 0,087$ — постоянная сильного взаимодействия, ω — полная энергия пары $e^+ - e^-$ в собственной системе центра масс, μ — масса π -мезона, q_{1L} — импульс падающего мезона в лабораторной системе, $\sigma_{\pi e}(\omega)$ — полное сечение процесса



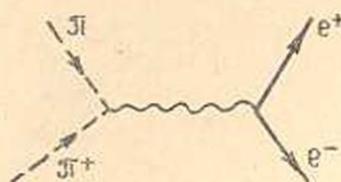
В дальнейшем мы будем предполагать существование $\pi - \pi$ -резонанса в P -состоянии с полным изотопическим спином единица. Для феноменологического учета этого резонанса введем векторное мезонное поле $B_\mu^{(\gamma)}(x)$ [6] (γ — характеризует изотопическое состояние B -мезона и равно 1, 2, 3). Энергия взаимодействия B -поля с фотоном и B -поля с π -мезонами соответственно имеет вид

$$L_1 = \Lambda_1 A_\mu(x) B_\mu^{(3)}(x), \quad (5)$$

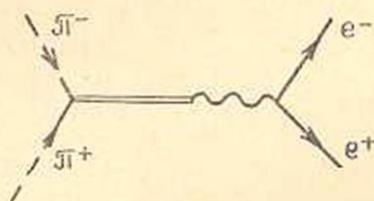
$$L_2 = \Lambda_2 \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \Phi_\alpha(x) \frac{\partial \Phi_\beta(x)}{\partial x_\alpha} B_\mu^{(\gamma)}(x). \quad (6)$$

Постоянная Λ_2 просто связана с шириной $\pi - \pi$ -резонанса, а Λ_1 можно связать с размером нуклона (взаимодействие (5) дает вклад в форм-факторы нуклона, см. [6]).

Согласно (5) и (6) процессу (4) будут соответствовать графики, указанные на фиг. 2 и 3. На фиг. 3 жирная линия соответствует B -мезону.



Фиг. 2.



Фиг. 3.

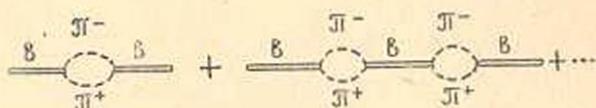
График 3 имеет реальный полюс при $\omega^2 = m_B^2$. Чтобы избежать бесконечного значения сечения в этой точке, добавим к знаменателю функции распространения B -мезона мнимую поправку im_B/τ_B , что соответствует неустойчивости B -мезона [7] (m_B — масса, τ_B — время жизни нейтрального бипиона). Такое видоизменение функции распространения эквивалентно суммированию бесконечного ряда цепочек, приведенных на фиг. 4 [8].

Опуская выкладки, приведем выражение для полного сечения процесса (4)

$$\sigma_{\pi e}(\omega) = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{e^2}{4\pi}\right)^2 \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 |F_\pi|^2 x^{-1} \left(1 + 2 \frac{m^2}{\mu^2} x^{-1}\right) (1 - 4x^{-1})^{1/2} \times \\ \times \left(1 - 4 \frac{m^2}{\mu^2} x^{-1}\right)^{1/2}, \quad (7)$$

где $x = \omega^2/\mu^2$, m — масса электрона, а

$$F_{\pi} = 1 - \frac{\Lambda_1 \Lambda_2}{e(\omega^2 - m_B^2 + im_B/\tau_B)} \quad (8)$$



Фиг. 4.

Формула (8) имеет резонансный характер при $\omega^2 = m_B^2$. Как видно из (8), m_B/τ_B характеризует ширину резонанса (равна ширине $\pi-\pi$ -резонанса). Входящее сюда τ_B характеризует время жизни B -мезона по отношению к распаду $B^{(3)} \rightarrow \pi^- + \pi^+$ и равно

$$\tau_B = \frac{6\pi m_B^2}{\Lambda_2^2(m_B^2/4 - \mu^2)^{3/2}} \quad (9)$$

Необходимо заметить, что распад $B^{(3)} \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ запрещен, так как система $2\pi^0$ не может находиться в состоянии с полным изотопическим спином единица.

Физический институт
АН Армянской ССР,

Ереванский государственный университет

Поступила 22 I 1962

Վ. Մ. Հարությունյան և Վ. Չախաբյան

$\pi^- + p \rightarrow n + e^+ + e^-$ ՌԵԱԿՑԻԱՅԻ ՄԱՍԻՆ

Ս Մ Փ Ո Փ Ո Ի Մ

Հոդվածում դիտարկված է $\pi^- + p \rightarrow n + e^+ + e^-$ սեակցիան այն դեպքում, երբ $\pi-\pi$ սխառնում զոլուժյուն ունի սեղոնանա: Հաշված է պրոցեսի լախական կտրվածքը սխառնցման խզուլունների փոքր արժեքների դեպքում: Ցույց է տրված, որ սեակցիայի վերջնական մասնիկների բաշխումն ըստ էներգիայի ունի սեղոնանաային բնույթ:

ЛИТЕРАТУРА

1. Derrick M., Fetkovich I. G., Fields T. H. and Deahl I. Internal pairs following π^- -capture in hydrogen. Proceedings of the International Conference on High Energy Physics at Rochester, p. 32, 1960.
2. Samios N. P. Dynamics of internally converted electron-positron pairs. Proceedings of the International Conference on High Energy Physics at Rochester, p. 35, 1960.
3. Kroll N. N. and Wada W. Internal Pair Production Associated with Emission of High Energy Gamma Rays. Phys. Rev. 98, 1355, 1955.

4. Joseph D. W. Electron Pair Creation in $\pi^- + p$ Capture Reactions from Rest. *Nuovo Cimento*, 16, 997, 1960.
5. Chew G. F. and Low F. E. Unstable Particles as Targets in Scattering Experiments. *Phys. Rev.* 113, 1640, 1958.
6. Соловьев Л. Д., Чже-Цун Мо. О феноменологическом учете $\pi\pi$ взаимодействия. Препринт ОИЯИ, Д-774.
7. Matthews P. T. and Salam A. Relativistic Theory of Unstable Particles. *Phys. Rev.*, 115, 1079, 1959.
8. Minami S. K. Meson-Pion Interaction and $K^- + p \rightarrow K^0 + \pi^- + p$ Reaction. *Prog. Theor. Phys.*, 26, 356, 1961.