ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

Ю. Вольф, Г. Домокош

Р-809

О РЕАКЦИИ $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$

ЖЭТФ, 1962, т42, в 3, с 871.

Дубна 1961 год

Ю. Вольф, Г. Домокош

Р-809

О РЕАКЦИИ $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$

Направлено в ЖЭТФ.

А н н о т а ц и я

Вычисляется дифференциальное сечение реакции $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$ с учетом обмена K "частицей". Учитываются радиационные поправки к функции Грина и вершинным частям. Результаты указывают на то, что спин K' равен единице.

Abstract

The differential cross section of the reaction $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$ is calculated with one K' "particle" in the intermediate state. Radiation corrections to the propagator and vertices are taken into account. The results make it probable that K' has spin one.

1. Введение

По экспериментальным данным [1] в дифференциальном сечении процесса $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0 + n\pi$ имеются две хорошо различимых области. При этом оказывается, что статистическая теория удовлетворительно объясняет поведение дифференциального сечения в области больших передач импульса. Естественно думать, что область малых передач импульса относится к периферическим взаимодействиям.

В данной реакции это соответствует обмену K и π -частицами. Однако, по данным Альвареца и др. [2], в системе $K\pi$ существует узкий резонанс K'. Поэтому некоторые авторы [3] рассматривали процесс $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$ в полюсном приближении с учетом обмена K' "частицей". Но поскольку $M_K > m_K + m_\pi$, кажется необходимым учесть радиационные поправки к основному процессу.

2. Дифференциальное сечение реакции $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$

Выберем систему единиц, где $\hbar = c = m_\pi = 1$, и обозначим массу K' -состояния через M, массу же K-мезона m. Процесс описывается диаграммой, показанной на рис. 1. Полная функция Грина K'-состояния дается выражением

$$\Delta_1^c(q^2) = \frac{O_{\mu\nu}}{M^2 - q^2 + \Pi(q^2)}, \tag{1}$$

где $O_{\mu\nu} = 1$, если спин K' равен нулю, и $O_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M^2}$, если спин равен единице. Вычислим $\Pi(q^2)$:

$$\Pi(q^2) = (q^2 - M^2)\int_{(m+1)^2}^{\infty} \frac{dt'}{t' - q^2}\,\frac{\sigma(t')}{t' - M^2}, \tag{2}$$

где

$$\sigma_{S,V}(t) = -\frac{g_{S,V}^2}{4}(2\pi)^4\,\frac{K(t)}{t}\,|\Gamma_{S,V}|^2 Q_{S,V}(t). \tag{3}$$

Здесь

$$K(t) = \sqrt{(t+\Delta)^2 - 4m^2 t}, \quad \Delta = (m^2 - 1)$$

и мы обозначили постоянную связи $K'K\pi$ - взаимодействия через $g_{S,V}$; $Q_S = 1$, если спин K' равен нулю, а $Q_V = [\,t - 2(m^2+1)\,]$, если спин равен единице.

Если в выражении Γ для вершинной части $K'K\pi$ – взаимодействия учесть только состояния с одним K-мезоном и одним π -мезоном, то $\Gamma(t)$ удовлетворяет уравнению

$$\Gamma_{S,V}(t) = 1/\pi \int_{(m+1)^2}^{\infty} \frac{dt'}{t'-t} \Gamma_{S,V}(t') e^{i\delta(t')} \sin\delta(t') \,, \tag{4}$$

где δ– s– или p– фазы $K\pi$ – рассеяния соответственно в скалярном или векторном случае.

Учитывая резонансный характер δ для узкого резонанса, приближенно получаем

$$\Gamma_S(t) = \left(\frac{\gamma}{2M}\right) \frac{(M^2 - t)}{(M^2-t)^2 + \gamma^2/4} \;; \tag{5.1}$$

$$\Gamma_V(t) = \left(\frac{\gamma}{2M\nu_0}\right) \frac{(M^2 - t)}{(M^2-t)^2 + \gamma^2/4} \;. \tag{5.2}$$

Здесь γ – полуширина K' –состояния, $\gamma_0 = \frac{1}{4M^2} K^2(M^2)^2$; g^2 выражается через γ следующим образом /4/:

$$1/g^2 = \frac{d}{dt}\sqrt{\frac{\nu}{t}}\;\mathrm{ctg}\,\delta(t)\,\Big|_{t=M^2} \;. \tag{6}$$

Это дает

$$g_S^2 = \frac{\gamma}{K(M^2)} \tag{7.1}$$

в скалярном и

$$g_V^2 = 1/4\;\gamma\;K(M^2) \tag{7.2}$$

в векторном случае.

С помощью предыдущих формул по общим правилам Фейнмана мы получаем дифференциальное сечение в с.ц.м. для неполяризованных барионов:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_S = \frac{G_S^2}{16(2\pi)^4} \frac{|p'|\,\gamma}{W|p|\,k_0'\,K(M^2)} [(M_\Lambda + \varepsilon M_N)^2 - q^2] \frac{|F(q^2)|^2\,|\Delta_i^c|_S^2}{(M^2-q^2)^2} \,, \tag{8.1}$$

где
$$\left(\frac{1}{\Delta_1^c}\right)_S = [M^2 - q^2 + \frac{\pi(2\pi)^4}{4M^2}\frac{\gamma^2}{K(M^2)}\left\{\frac{M^2-m^2-1}{M^2K(M^2)} + \frac{K(M^2)}{M^4} - \frac{K(M^2)}{M^2(M^2-q^2)}\right\}]$$

и также

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_V = \frac{G_V^2}{32(2\pi)^4}\frac{|p'|\,\gamma\,K(M^2)}{W\cdot|p|\,k_0'\,M^4}[(M_\Lambda + \mathcal{E}M_N)^2 - q^2](-q^2)|F(q^2)|^2|\Lambda_1^c|_V^2, \tag{8.2}$$

где
$$\left(\frac{1}{\Delta_1}\right)_V = [M^2 - q^2 + \frac{\pi(2\pi)^4\gamma^2K(M^2)}{64\,M^2\,\nu_0^2}\left\{\frac{2(m^2+1)-M^2}{M^2}\left(\frac{M^2-m^2-1}{K(M^2)} - \frac{K(M^2)}{M^2}\right) - \frac{K(M^2)}{M^2}\left(\frac{q^2-2(m^2+1)}{q^2-M^2}\right)\right\}]$$

Здесь $W = p_0 + k_0$ – полная энергия в с.ц.м.; $\mathcal{E} = P_{\Lambda p}\,P_{K'}$, где $P_{\Lambda p}$ – относительная четность Λ, P, а $P_{K'} = 1$, если K' скаляр (0+) или псевдовектор (1+), и $P_{K'} = -1$, если K' псевдоскаляр (0–) или вектор (1–).

$F(q^2)$ – является формфактором $p\Lambda K'$ вершины и здесь учитывается в приближении эффективного радиуса, где $\langle r^2\rangle \approx \frac{1}{(m+1)^2}$.

Используя экспериментальные данные Альвареца и др.[2], мы получаем кривые, изображенные на рис. 2.

3. Обсуждение результатов

Полученные результаты показывают, что радиационные поправки к функции Грина K'-состояния незначительны. Однако поправки к вершинной части существенно влияют на конечный результат. Сравнивая полученные распределения с экспериментальными данными работы[1], мы приходим к выводу, что K', по-видимому, вектор или псевдовектор. Для определения четности требуются более точные измерения.

Нам бы хотелось еще заметить, что, по нашему мнению, пионы, возникающие вместе с Λ^0 и K^0 в конечном состоянии, не должны играть существенной роли в периферических взаимодействиях. Действительно, можно ожидать, что в периферических стоклновениях пионы рождаются в результате образования и распада K' или Λ^* в конечном состоянии. Если последние достаточно долгоживущие и спин Λ^* равен 1/2, то пионы мало влияют на вид распределения по q^2.

Авторы считают приятным долгом выразить благодарность академику В.Н. Векслеру, Е.Н. Кладницкой и А. Михулу за ценные дискуссии.

Литература

1. В.И. Векслер, И.Врана, Е.Н. Кладницкая и др. "К вопросу о механизме рождения странных частиц в $\pi^- p$ – взаимодействиях". Препринт ОИЯИ Д 806, 1961.
2. Alvarez et al. Phys.Rev.Lett. 5, 11, 520 (1960).
3. Chia - Hwa Chan. Phys. Rev. Lett. 6, 383 (1961).

   Mirza A.Bagi Beg et al. Phys. Rev. Lett. 6, 145 (1961).
4. Gell-Mann, Zachariasen. "Formfactors and Vector Mesons", preprint Cal. Tech. 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 октября 1961 года.

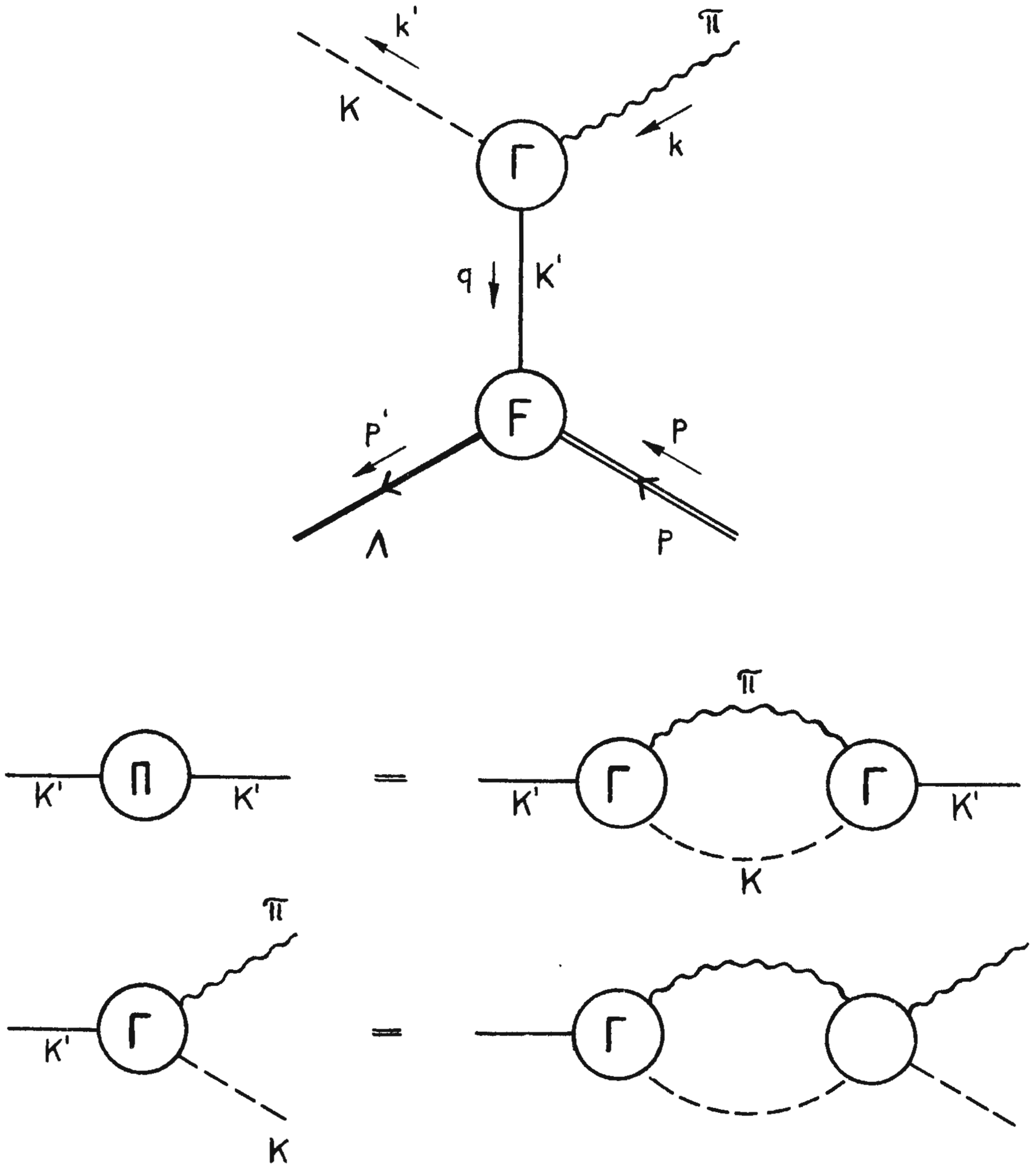

Рис. 1. Диаграммы для амплитуды рассеяния, вершинной части и собственно энергетической части.

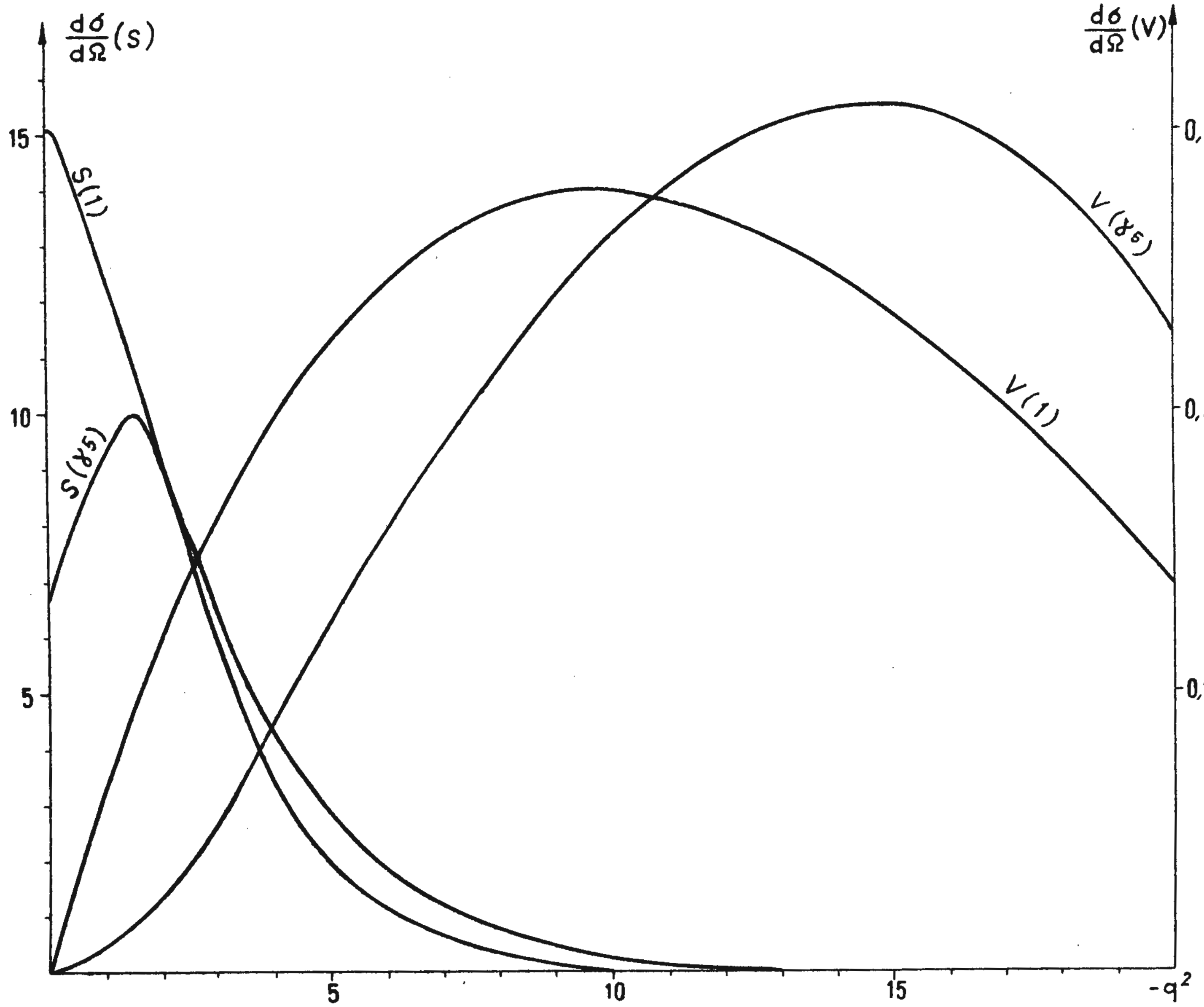

Рис. 2. Дифференциальное сечение процесса $\pi^- + p \to \Lambda^\circ + K^\circ$ $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ в произвольных единицах. Кривые нормированы в отрезке $0 \le -q^2 \le 20$. Обозначения $S(1) \ldots V(\gamma_5)$ показывают на спин K' частицы и на относительную четность в $K'\Lambda N$ вершине.