УДК 539.126.3

В. В. СТАРИНЕЦ

МОДЕЛЬ ПИОННЫХ РАСПАДОВ K-МЕЗОНОВ

Как известно, правило $|\Delta I|=1/2$ не вытекает из общепринятой ток — токовой формы взаимодействия, допускающей только заряженные токи, так как член лагранжиана взаимодействия, отвечающий за нелептонные распады с изменением странности, приводит к $|\Delta I|=1/2,\ 3/2$. В связи с этим приходится дополнительно предполагать существование какого-то механизма, подавляющего переходы с $|\Delta I|=3/2$.

Введение нейтральных токов приводит к появлению переходов с $|\Delta I|=1/2$. Если отказаться от универсальности токов, то можно добиться доминантности переходов с $|\Delta I|=1/2$. Из кваркового лагранжиана типа ток — ток, который строится на предположении, что интенсивности взаимодействия между собой кварковых токов зависят от квантовых чисел заряда Q и гиперзаряда Y токов и первоначально содержит пять параметров, получаем все амплитуды чисто пионных распадов K-мезонов.

Рассмотрим $(A,\ V)$-кварковые токи простейшей структуры (голые токи):

$$J_b^{\mu a}=\bar{\psi}^a\gamma^\mu(1+\gamma^5)\psi_b,$$
$$\psi_a=\{p\,(a=1),\ n\,(a=2),\ \Lambda\,(a=3)\}. \qquad (1)$$

Введем следующие обозначения для токов:

$$J_n^{1\mu}=(\bar{p}\omega^\mu p),\quad J_c^\mu=(\bar{p}\omega^\mu n),$$
$$J_n^{2\mu}=(\bar{n}\omega^\mu n),\quad S_c^\mu=(\bar{p}\omega^\mu\Lambda), \qquad (2)$$
$$J_n^{3\mu}=(\bar{\Lambda}\omega^\mu\Lambda),\quad S_n^\mu=(\bar{n}\omega^\mu\Lambda),$$

где $\omega^\mu=\gamma^\mu(1+\gamma^5)$.

Тогда полный нейтральный и заряженный кварковые токи запишутся

$$j_n^\mu=a(0;\ 0)(J_n^{1\mu}+J_n^{2\mu}+J_n^{3\mu})+a(0;\ 1)\,S_n^\mu,$$
$$j_c^\mu=a(1;\ 0)\,J_c^\mu+a(1;\ 1)\,S_c^\mu, \qquad (3)$$

где $a(|Q|;\ |Y|)$ — амплитуда тока с квантовыми числами Q и Y.

Отдельные токи в полный входят, вообще говоря, с отличными от нуля фазами. Фазы токов выбираются следующим образом. Пусть функция состояния кварков равна.

$$p'=e^{i\varphi_p}p,\ n'=e^{i\varphi_n}n,\ \Lambda'=e^{i\varphi_\Lambda}\Lambda,$$
$$\varphi_\Lambda-\varphi_n=\varphi=\mathrm{const},\ \varphi_\Lambda-\varphi_p=\psi=\mathrm{const},\ \varphi_n-\varphi_p=\psi-\varphi=\chi.$$

Тогда имеем $J'^{1\mu}_n=J_n^{1\mu}$, $J'^{2\mu}_n$, $J_n^{2\mu}$, $J'^{3\mu}_n=J_n^{3\mu}$, $J'^\mu_c=e^{i\chi}J_c^\mu$, $S'^\mu_c=e^{i\psi}S_c^\mu$, $S'^\mu_n=e^{i\varphi}S_n^\mu$. Введём обозначения:

$$a(0;\ 0)\,a(0;\ 1)=\lambda,\quad \frac{a(0;\ 1)}{a(0;\ 0)}=g,$$
$$\frac{a(1;\ 0)\,a(1;\ 1)}{a(0;\ 0)\,a(0;\ 1)}=\sigma,\quad \frac{a(1;\ 1)}{a(0;\ 1)}=\sqrt{\varkappa}. \qquad (4)$$

Следовательно, токи можно записать в виде

$$j_n^\mu=\sqrt{\frac{\lambda}{g}}\,(J_n^\mu+ge^{i\varphi}S_n^\mu),$$
$$j_c^\mu=e^{i\chi}\sqrt{\frac{\lambda}{g}}\left(\frac{\sigma}{\sqrt{\varkappa}}J_c^\mu+g\sqrt{\varkappa}\,e^{i\varphi}S_c^\mu\right), \qquad (5)$$

где $J_n^\mu=J_n^I+J_n^{2\mu}+J_n^{3\mu}$.

Построим лагранжиан

$$L = L_0 + I_\mu^+ I^\mu, \quad \text{где} \quad I_\mu^+ = (j_{\mu n}^+ ;\ j_{\mu c}^+). \tag{6}$$

Лагранжиан (6) можно представить в более удобном виде:

$$L = L_0 + j_\mu^+ G j^\mu, \tag{7}$$

где $j_\mu^+ = (J_{n\mu}^+;\ S_{n\mu}^+;\ J_{c\mu}^+;\ S_{c\mu}^+)$
и матрица связи токов

$$G = \lambda \begin{pmatrix} g^{-1} & e^{i\varphi} & 0 & 0 \\ e^{-i\varphi} & g & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma^2\varkappa^{-1}g^{-1} & \sigma e^{i\varphi} \\ 0 & 0 & \sigma e^{-i\varphi} & \varkappa g \end{pmatrix}.$$

Лагранжиан (7) эрмитов $L^+ = L$. Элементы матрицы связи G_{12}, G_{21}, G_{34} и G_{43} ответственны за переходы с изменением гиперзаряда. Неравенство нулю мнимых частей этих элементов приводит к неинвариантности относительно CP-преобразования (P — неинвариантность очевидна).

Из этого лагранжиана, используя кварковую модель адронов и метод слияния [1], получаем следующие амплитуды пионных распадов K-мезонов.

$K_{\pi 2}$ — распады:

$$\begin{aligned} &A_+^{0+} = e^{i\varphi} G_2 \sqrt{2}\,\sigma; \\ &A_{01}^{+-} = G_2 \cos\varphi \sqrt{2}(1+\sigma), \quad A_{02}^{+-} = e^{i\pi/2}\operatorname{tg}\varphi A_{01}^{+-}, \\ &A_{01}^{00} = e^{i\pi} G_2 \cos\varphi\,(1-\sigma), \quad A_{02}^{00} = e^{i\pi/2}\operatorname{tg}\varphi A_{01}^{00}; \end{aligned} \tag{8}$$

$K_{\pi 3}$ — распады:

$$\begin{aligned} &A_+^{++-} = e^{i(\varphi+\pi)} G_3 2(1+\sigma); \quad A_+^{00+} = e^{i\varphi} G_3 [1 - \sigma(1-2\varkappa)], \\ &A_{02}^{000} = G_3 \cos\varphi \sqrt{3}(1-\sigma); \quad A_{01}^{000} = e^{i\pi/2}\operatorname{tg}\varphi A_{02}^{000}, \\ &A_{02}^{0+-} = e^{i\pi} G_3 \cos\varphi \sqrt{2}[1+\sigma(1-2\varkappa)]; \quad A_{01}^{0+-} = e^{i\pi/2}\operatorname{tg}\varphi A_{02}^{0+-}; \end{aligned} \tag{9}$$

где $|A| = (\Gamma/\Phi)^{1/2}$, Γ — вероятность распада, Φ — фазовый объем, $G_2 = G_2(\lambda) = \text{const}$, $G_3 = G_3(\lambda;\ g) = \text{const}$.

Если ограничиться переходом с $|\Delta I| = 1/2\ (\sigma = 0)$, получим:

$$A_+^{0+} = 0;\ |A_{01}^{+-}| : |A_{01}^{00}| = \sqrt{2} : 1; \quad |A_+^{++-}| : |A_+^{00+}| : |A_{02}^{0+-}| : |A_{02}^{000}| = 2 : 1 : \sqrt{2} : \sqrt{3}.$$

Исключая из (8) параметры, получаем известное соотношение:

$$2A_+^{0+} = A_{01}^{+-} + \sqrt{2}A_{01}^{00} + A_{02}^{+-} + \sqrt{2}A_{02}^{00} \quad \text{или} \quad 2A_+^{0+} = A_{01}^{+-} + \sqrt{2}A_{01}^{00} \quad (\varphi = 0).$$

Можно показать, что $\varkappa = 1 - \sigma/1 + \sigma$. Таким образом, в амплитуды входят окончательно четыре параметра λ, g, φ, σ. Используя экспериментальные данные [2], находим значения параметров. Например, из

$$\frac{(K^+ \to \pi^0\pi^+)}{(K_1^0 \to \pi^+\pi^-)} = \frac{1{,}703\cdot 10^7\ сек^{-1}}{0{,}794\cdot 10^{10}\ сек^{-1}},$$

$$\frac{\Gamma(K_2^0 \to \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_1^0 \to \pi^+\pi^-)} = \frac{2{,}9\cdot 10^4\ сек^{-1}}{0{,}794\cdot 10^{10}\ сек^{-1}}$$

находим $\sigma = 4{,}85\cdot 10^{-2}$, $\varphi = 1{,}91\cdot 10^{-3}$. Так как мы имеем одиннадцать амплитуд и четыре параметра, от исключая два других (λ, g), получаем семь соотношений между амплитудами, четыре из которых могут быть сравнены с известными ныне экспериментами.

Полученные результаты представим в виде таблицы.

	$\dfrac{\lvert A_{01}^{+-}\rvert^2}{\lvert A_{01}^{00}\rvert^2}$	$\dfrac{\lvert A_{+}^{++-}\rvert^2}{\lvert A_{02}^{000}\rvert^2}$	$\dfrac{\lvert A_{+}^{\infty+}\rvert^2}{\lvert A_{+}^{++-}\rvert^2}$
Теоретические	2,43	1,62	0,246
Экспериментальные	2,20±0,10	1,69±0,09	0,246±0,010

	$\dfrac{\lvert A_{+}^{0+-}\rvert^2}{\lvert A_{1}^{00+}\rvert^2}$	$\dfrac{\lvert A_{02}^{00}\rvert^2}{\lvert A_{01}^{00}\rvert^2}$	$\dfrac{\lvert A_{01}^{0+-}\rvert^2}{\lvert A_{02}^{0+-}\rvert^2}$	$\dfrac{\lvert A_{01}^{000}\rvert^2}{\lvert A_{02}^{000}\rvert^2}$
Теоретические	1,71	$1{,}91\cdot10^{-3}$	$1{,}91\cdot10^{-3}$	$1{,}91\cdot10^{-3}$
Экспериментальные	1,74±0,13	?	?	?

Автор выражает благодарность проф. Д. Д. Иваненко и доктору Д. Ф. Курдгелаидзе за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басьюни А., Курдгезаидзе Д. «Ядерная физика», 8, 151, 1968; 9, 432, 1969.
2. Таблица Розенфельда. Rev. Mod. Phys. January, 1969.

Поступила в редакцию
22.9 1970 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.293.011.25

В. В. АРСЕНЬЕВ, М. М. БАСОВ, В. С. ДНЕПРОВСКИЙ, Д. Н. КЛЫШКО, В. У. ХАТТАТОВ

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В CdS

Применение лазера на неодимовом стекле, работающего в режиме синхронизации мод, позволяет измерять время жизни неравновесных трехфотонно возбужденных носителей в сульфиде кадмия. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Излучение лазера, представляющее собой цуг импульсов ($\sim$20), длительностью $\tau=3\cdot10^{-12}$ *сек*, разделенных временным интервалом $t=8\cdot10^{-9}$ *сек*, направлялось на исследуемый кристалл CdS (*6*). Измерялось поглощение зондирующего луча (II) в кристалле CdS при различных временах запаздывания (T) относительно возбуждающего луча лазера (*1*). Время T можно было изменять за счет передвижения призмы (*9*). Направление распространения зондирующего и возбуждающего лучей в кристалле практически совпадало. На рис. 2 приведен график зависимости интенсивности поглощения света (луч II) от длины оптической линии задержки (или времени T).

Интенсивность света зондирующего луча, прошедшая через кристалл:

$$I_{\text{пр}} = I_0 e^{-\int\limits_0^l \alpha(z)\,dz},$$

где I_0 — интенсивность луча II на входе в кристалл, $\alpha(z)$ — коэффициент поглощения на свободных носителях, l — длина кристалла. $I_0 \ll S_0$, где S_0 — интенсивность возбуждающего луча. Коэффициент поглощения на свободных носителях [1]: