Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 8, стр. 446 – 449 20 апреля 1973 г.

ЗАРЯДОВАЯ АСИММЕТРИЯ ПРИ РАСПАДАХ СИСТЕМЫ $K^\circ \bar{K}^\circ$ РОЖДЕННОЙ ЧЕРЕЗ ϕ° РЕЗОНАНС

В. Н. Байер

Система $K^\circ \bar{K}^\circ$, образующаяся в реакции аннигиляции (e^+e^-, $p\bar{p}$), обладает весьма специфическими свойствами связанными с тем, что последующие распады двух нейтральных каонов не являются независимыми, что особенно ценно для изучения эффектов нарушения CP-инвариантности (эти вопросы обсуждались в работах [1 – 5], программа соответствующих экспериментальных исследований на установке ВЭПП-2М института ядерной физики СО АН СССР излагалась в [6]). Корреляция этих двух распадов является чистым эффектом квантовомеханической когерентности, отмеченной впервые в знаменитой работе Эйнштейна, Подольского, Розена [7].

Система $K^\circ \bar{K}^\circ$ с большой вероятностью рождается в реакции

$$e^+e^- \to \phi^\circ \to K^\circ \bar{K}^\circ , \qquad (1)$$

в которой образуется антисимметричное состояние (момент $l = 1$, четность $P = -1$)

$$\psi_a = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\,|K^\circ(1)\bar{K}^\circ(2)> - |K^\circ(2)\bar{K}^\circ(1)>\right] = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\,|L(1)S(2)> - |L(2)S(1)>\right], \qquad (2)$$

где $|L>(|S>) \equiv |K^\circ_{L(S)}>$. Сечение процесса (1) в резонансе ($2\epsilon = m_\phi$) есть $\sigma_R = 1{,}3\cdot 10^{-30}\,см^2$, так что при светимости $L = 10^{31}\,см^{-2}сек^{-1}$ (что, видимо, вполне реально для установок второго поколения) будет рождаться около 13 пар $K^\circ \bar{K}^\circ$ в сек. Угловое распределение в реакции (1) $\sigma(\theta) \sim \sin^2\theta$ (θ угол между векторами $\mathbf{p}_K$, $\mathbf{p}_e$), каоны рождаются нерелятивистскими ($v_K = 0{,}22\,c$ в с.ц.и. системы). Важной особенностью реакции (1) является выделенность рождения состояния (2) (при $2\epsilon \approx m_\phi$ сечение образования симметричного состояния подавлено в 10^9 раз). Иными словами, реакция (1) есть способ получения "когерентного пучка нейтральных каонов".

Весьма интересным является изучение зарядовой асимметрии, возникающей, когда в системе $K^\circ \bar{K}^\circ$, рожденной в реакции (1), один (или оба) каона распадается в канал $K_{\ell 3}(\pi^\pm \ell^\mp \nu$, $\ell - \mu$ или e). Ниже приводится анализ этого вопроса.

Поскольку начальное состояние является собственным состоянием оператора CP, наблюдение зарядовой асимметрии является прямым подтверждением нарушения CP-инвариантности, не связанным с какими-либо дополнительными предположениями.

Рассмотрим распад системы в состояния $f(t_1) \equiv f_1 = \pi\ell\nu$, $f(t_2) \equiv f_2 = \pi^+\pi^-$. При выполнении правила $\Delta Q = \Delta S$, справедливого в пределах точности современного эксперимента, амплитуда перехода в состояния $f_1 = \pi^- \ell^+ \nu$, $f_2 = \pi^+\pi^-$ есть

$$< f_1 f_2 | T | \psi_a > = \frac{1}{2} A^{\ell^+} A_S^{\pi^+\pi^-} e^{-im_L(t_1+t_2)} (1+\epsilon)[g_{21} - \eta_{+-} g_{12}], \tag{3}$$

где

$$A_S^{fi} = < f_i | T | S(i) >, \qquad A^{\ell^+} = <\pi^- \ell^+ \nu | T | K>;$$

$$g_{12} \equiv g(t_1, t_2) = e^{i\Delta m t_1 - \frac{\Gamma_S t_1}{2} - \frac{\Gamma_L t_2}{2}}, \quad g_{21} = g(t_2, t_1); \tag{4}$$

$$\eta_{+-} = A_L^{\pi^+\pi^-} / A_S^{\pi^+\pi^-} = |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}}, \quad \epsilon = A_L^{(2\pi,\, I=0)} / A_S^{(2\pi,\, I=0)}$$

Γ_S, m_S (Γ_L, m_L) – ширина и масса K_S° (K_L°) мезонов, $\Delta m = m_L - m_S = (0{,}466 \pm 0{,}003)\,\Gamma_S$. Амплитуда перехода в состояние $f_1 = \pi^+ \ell^- \nu$, $f_2 = \pi^+\pi^-$ есть

$$< f_1 f_2 | T | \psi_a > = -\frac{1}{2} A^{\ell^-} A_S^{\pi^+\pi^-} e^{-im_L(t_1+t_2)} (1-\epsilon)[g_{21} + \eta_{+-} g_{12}]. \tag{5}$$

Зарядовая асимметрия δ с точностью до квадратичных членов по малым параметрам имеет вид

$$\delta = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} =$$

$$= \frac{2\left[\mathrm{Re}\,\epsilon - |\eta_{+-}|\, e^{(\Gamma_S - \Gamma_L)\left(\frac{t_2 - t_1}{2}\right)} \cos[\Delta m(t_2 - t_1) - \phi_{+-}]\right]}{1 + |\epsilon|^2 + |\eta_{+-}|^2 e^{(\Gamma_S - \Gamma_L)(t_2 - t_1)} - 4\,\mathrm{Re}\,\epsilon |\eta_{+-}|\, e^{(\Gamma_S - \Gamma_L)\left(\frac{t_2 - t_1}{2}\right)} \cos[\Delta m(t_2 - t_1) - \phi_{+-}]},$$

где $N^\pm$ – число событий с рождением $e^\pm$. (6)

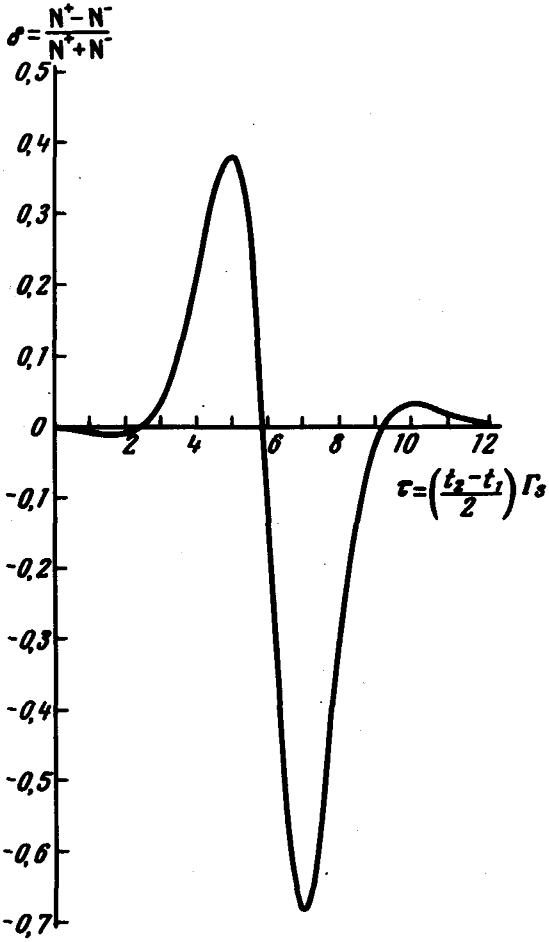
Этот результат существенно отличается от формы зарядовой асимметрии в случае распада K_L°.

1. Зарядовая асимметрия зависит не только от $\mathrm{Re}\,\epsilon$, но и от $|\eta_{+-}|$, ϕ_{+-} и является функцией точек t_1, t_2.

2. Величина δ испытывает осцилляции как функции времен t_1, t_2 (расстояний точек распада $\ell_{1,2} = v_K t_{1,2}$ от места рождения).

3. В случае, когда $(t_2 - t_1)\Gamma_S >> 1$, так что $|\eta_{+-}|\, e^{\Gamma_S \frac{(t_2 - t_1)}{2}} \sim 1$, зарядовая асимметрия принимает значения порядка единицы (см. рисунок, на котором величина δ отложена как функция $r = (t_2 - t_1/2)\Gamma_S$). Число таких событий весьма мало и составляет $\sim |\eta_{+-}|^2 \frac{\Gamma_L}{\Gamma_S}$ от пол-

ного числа распадов (поскольку рассматриваемые каналы являются доминирующими). Для попадания в область, где $\delta \sim 1$ необходимо рождение $\gtrsim 10^8$ пар $K^\circ \bar{K}^\circ$, а для попадания в область, где $\delta \sim 0{,}1$ – $\gtrsim 10^6$ пар $K^\circ \bar{K}^\circ$. Период осцилляций на рисунке составляет ~ 3 *см* (в длинах пробега каонов), так что экспериментальное выделение области с данным знаком δ является вполне реальным.



Если правило $\Delta Q = \Delta S$ не имеет места, то в числителе формулы (6) появится дополнительный фактор $(1-|x|^2)$ $(x = A^{\ell}(\Delta Q = -\Delta S)/A^{\ell}(\Delta Q = \Delta S))$, а знаменатель в (6) следует заменить на следующее выражение:

$$|1-x|^2 - 4\,\mathrm{Im}\,x\,\mathrm{Im}\,\epsilon + |\epsilon|^2\,|1+x|^2 - 4|\eta_{+-}|\,e^{(\Gamma_S-\Gamma_L)\left(\frac{t_2-t_1}{2}\right)} \times$$

$$\times \{\mathrm{Re}\,\epsilon(1+|x|^2)\cos[\Delta m(t_2-t_1)-\phi_{+-}] -$$

$$-(2\,\mathrm{Re}\,x\,\mathrm{Im}\,\epsilon - \mathrm{Im}\,x)\sin[\Delta m(t_2-t_1)-\phi_{+-}]\} +$$

$$+|\eta_{+-}|^2\,e^{(\Gamma_S-\Gamma_L)(t_2-t_1)}\,|1+x|^2\,. \qquad (7)$$

Отметим, что в случае, когда $|\eta_{+-}|\, e^{\Gamma_S\left(\frac{t_2-t_1}{2}\right)} \sim 1$ и $\Delta m(t_2-t_1)-\phi_{+-} \approx \frac{3\pi}{2}$,

член в фигурных скобках в (7) чувствителен к величине $\mathrm{Im}\, x$.

Обсудим еще случай, когда оба каона распадаются в канал $\pi \ell \nu$. Если $f_1 = f_2 = \pi^{\mp}\ell^{\pm}\nu$, то амплитуда распада ($\Delta Q = \Delta S$)

$$< f_1 f_2 | T | \psi_a > = \pm \frac{(1 \pm \epsilon)^2}{2\sqrt{2}(1+|\epsilon|^2)} (A\ell^{\pm})^2 e^{-im_L(t_1+t_2)} (g_{21} - g_{12}), \tag{8}$$

а амплитуда распада в состояние $f_1 = \pi^{\mp}\ell^{\pm}\nu$, $f_2 = \pi^{\pm}\ell^{\mp}\nu$

$$< f_1 f_2 | T | \psi_a > = \pm \frac{(1-\epsilon^2)}{2\sqrt{2}(1+|\epsilon|^2)} |A\ell|^2 e^{-im_L(t_1+t_2)} (g_{21} + g_{12}). \tag{9}$$

Нарушение CP-инвариантности приводит и здесь к зарядовой асимметрии, например, $\frac{N^{++}-N^{--}}{N^{++}+N^{--}} \approx 4\mathrm{Re}\,\epsilon$.

Таким образом, изучение зарядовой асимметрии в распадах системы $K^0\bar{K}^0$ дает чрезвычайно важную физическую информацию, требуя, однако, рождения весьма большого числа пар $K^0\bar{K}^0$ ($\gtrsim 10^6$).

Автору приятно выразить благодарность В.Е.Балакину и В.А.Сидорову за дискуссию и полезные советы.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
15 марта 1973 г.

Литература

[1] В.А.Любошиц, Э.О.Оконов. ЯФ, 4, 194, 1966.

[2] C.P.Enz, R.R.Lewis. Helv. Phys. Acta., 38, 860, 1965.

[3] H.Lipkin. Phys. Rev., 176, 1715, 1968.

[4] В.Л.Любошиц, Э.О.Оконов, М.И.Подгорецкий. ЯФ, 6, 1248, 1967.

[5] M.Goldberger, C.N.Yang. Evolution of particle Physics, Academic Press, 1970.

[6] В.А.Сидоров. Доклад на сессии ОЯФ АН СССР 1972.

[7] А.Эйнштейн, Б.Подольский, Н.Розен. (В книге А.Эйнштейн.) Собрание научных трудов, М., изд. Наука, 1966, том III, стр. 604.