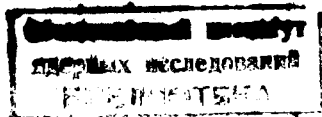


P - 2850

Ю. Лукстыньш, Э. Оконов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ПРОВЕРКИ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ
В РАСПАДАХ $K_S^0 \rightarrow 3\pi$
В КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ОПЫТАХ С ПАРАМИ
 $K^0 \bar{K}^0$

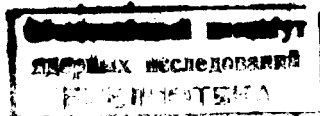


4406/1 чр.

P - 2850

Ю. Лукстыньш, Э. Оконов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ПРОВЕРКИ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ
В РАСПАДАХ $K_S^0 \rightarrow 3\pi$
В КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ОПЫТАХ С ПАРАМИ
 $K^0 \bar{K}^0$



УЧОБ/1 чр.

A b s t r a c t

The $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ decay is the only CP-violating process detected up to now. The existence of this mode of decay is finally proved in recent interference experiments. On the other hand it was emphasized in many papers^[1] that looking for CP-violating decays $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ is of great importance. Unfortunately it is very difficult to look for $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ among the great number of CP-conserving $K_L^0 \rightarrow 3\pi$ decays. Moreover, the interference effect would be unobservable, as the amplitude $A_S(3\pi)$ being small decreases rapidly, while $A_L(3\pi)$ is nearly constant.

Let us consider now the capture at rest with subsequent reaction $p\bar{p} \rightarrow K_S^0 K_S^0$ ^[8]. If \bar{K}^0 mesons are detected in the direction "a" at the large distance, then nearly pure K_S^0 -decays are detected in the associated direction "b". It should be stressed that such "pure" beam of the K_S^0 mesons provides the unique possibility to investigate the regeneration of $K_S^0 \rightarrow K_L^0$, that should be equal to the regeneration of $K_L^0 \rightarrow K_S^0$, if CPT-invariance holds^[9].

If the detector "a" is moved towards the annihilation point then a small fraction of K_S^0 is detected in "a" (besides K_L^0) and an admixture of the amplitude $A_L(3\pi)$ appears in "b" and interferes with the amplitude $A_S(3\pi)$. A position of the detector can be chosen to make the interference to be maximal.

Let us see the interference of $A_S(2\pi)$ and $A_L(2\pi)$ amplitudes. In general^[8] the final $\bar{K}^0 K^0$ state is $\Psi = \alpha \Psi_{sim} + \beta \Psi_{as}$. Ψ_{sim} (even angular momenta) can decay into $K_S^0 K_S^0$ ($K_L^0 K_L^0$), but Ψ_{as} (odd momenta) - only into $K_S^0 K_L^0$. If only K_L^0 mesons are detected in the direction "a", then interference phenomenon (in the "b") appears to be very sensitive to the parameters α, β and relative phase ϕ ^[8]. The study of the interference in such correlation experiments allow to determine the contribution of small admixture of the states with even (or odd) orbital angular momenta in the $\bar{K}^0 K^0$ -system.

Распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ является пока единственным зарегистрированным эффектом нарушения CP-инвариантности. В этой связи большой интерес представляют поиски распадов $K_S^0 \rightarrow 3\pi^0$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, первый из которых запрещен CP-инвариантностью, второй - сильно подавлен.

Неоднократно отмечалось (см., например ^{/1/}), что выбор модели нарушения CP-инвариантности существенным образом зависит от амплитуды распадов $K_S^0 \rightarrow 3\pi$. Имеющиеся в настоящее время очень бедные экспериментальные данные ^{x/} позволяют оценить ^{/2/} верхний предел амплитуды распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, который оказался равным: $|\epsilon| \leq 0,2$ и $\phi \leq 30^\circ$, где $\epsilon \cdot e^{i\phi} = \frac{A_S(\pi^+ \pi^- \pi^0)}{A_L(\pi^+ \pi^- \pi^0)}$.

Необходимо подчеркнуть, что поиски распадов $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ связаны с серьезными экспериментальными трудностями, т.к. эти распады, число которых быстро убывает со временем, приходится искать на "фоне" относительно большого числа разрешенных CP-инвариантностью $K_L^0 \rightarrow 3\pi$ -распадов.

Как будет показано ниже, этих трудностей можно избежать в корреляционных экспериментах с парами $K^0 \bar{K}^0$ - мезонов, которые позволяют наблюдать "чистые" $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ -распады, а также дают возможность исследовать другие процессы с K_S^0 -мезонами. Ранее отмечалось ^{/4,5/}, что если захват антипротона протоном происходит в S-состоянии, то при 2-мезонной аннигиляции $\bar{p}p \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ возможны распады $K_S K_S$ и невозможны - $K_S K_S^0$ и $K_L^0 K_L^0$. Эксперимент подтверждает это с большой точностью ^{xx/}. Таким образом, используя реакцию $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_L^0$ и отбирая в одном из направлений K_L^0 -мезоны (например, по взаимодействию \bar{K}^0 (или K^0) - мезонов на большом расстоянии от точки аннигиляции), можно регистрировать в другом направлении практически "чистые" K_S^0 -мезоны. Простая кинематика этой реакции облегчает идентификацию распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и позволяет исключить фон от лептонных распадов K^0 -мезонов по чисто кинематическим критериям. Аналогичным образом,

используя кинематические критерии при регистрации распада $K_S^0 \rightarrow 3\pi^0$, можно избежать- ^{/3/}
^{x/} Недавно опубликованы данные со следующим значением $\frac{A_S(\pi^+ \pi^- \pi^0)}{A_L(\pi^+ \pi^- \pi^0)} = x + iy$:
 $x = +0,1^{+0,4}_{-0,5}$, $y = 0,2^{+0,8}_{-0,8}$

^{xx/} В работах ^{/8/} зарегистрировано 300 распадов $K_S^0 K_L^0$ и 1 распад $K_S^0 K_S^0$, причем, в последнем случае нельзя в принципе исключить распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ или регенерацию $K_L^0 \rightarrow K_S^0$.

ся от фона распадов $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$, если регистрировать случаи с конверсией по крайней мере двух π^- -квантов. CP-инвариантность запрещает распад $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ только для основного орбитального состояния системы $\pi^+\pi^-\pi^0$ ($l = l' = 0$), допуская переходы, если $l = l' = 1$. Однако в последнем случае этот распад оказывается сильно подавленным из-за центробежного барьера. Даже если степень нарушения CP-инвариантности в распаде $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ мала, $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$, амплитуда CP-нарушающего распада $A_S(\pi^+\pi^-\pi^0)_{l=1}$ будет сравнима с амплитудой CP-сохраняющего распада $A_S(\pi^+\pi^-\pi^0)_{l=1}$.

Для окончательного решения вопроса о нарушении CP-инвариантности в $K_S^0 \rightarrow 3\pi^-$ распадах, необходимо наблюдать интерференцию когерентных амплитуд $A_L(\pi^+\pi^-\pi^0)_{l=0}$ и $A_S(\pi^+\pi^-\pi^0)_{l=0}$. Что же касается CP-сохраняющего распада $A_S(\pi^+\pi^-\pi^0)_{l=1}$, то он вклада в интерференцию не даст. Экспериментальные условия наблюдения такой интерференции в обычной постановке опыта крайне неблагоприятны. Действительно, при рождении одиночных K^0 -мезонов амплитуда $A_S(\pi^+\pi^-\pi^0)$ мала по сравнению с $A_L(\pi^+\pi^-\pi^0)$ и быстро спадает со временем, так что благоприятные условия для наблюдения интерференции ($A_S(\pi^+\pi^-\pi^0) = A_L(\pi^+\pi^-\pi^0)$) не могут быть реализованы (в отличие от случая с интерференцией $A_S(\pi^+\pi^-)$ и $A_L(\pi^+\pi^-)^{1/2}$).

Рассмотрим теперь реакцию $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_L^0$ при условии регистрации в одном из каналов \bar{K}^0 - или K^0 -мезонов. Если детектировать их на достаточно большом расстоянии $t_a \gg r_S$, то, как уже указывалось, в противоположном канале (b) мы будем иметь практически только K_S^0 -мезоны. Приближая детектор к точке аннигиляции, мы будем в канале Q регистрировать малую наперед известную долю K_S^0 -мезонов, тогда в канале b наряду с $A_S(\pi^+\pi^-\pi^0)$ появится определенная примесь $A_L(\pi^+\pi^-\pi^0)$.

Положение детектора можно выбрать таким, чтобы интерференция была максимальна. Поскольку отношение $\epsilon = \frac{A_S(\pi^+\pi^-\pi^0)_{l=0}}{A_L(\pi^+\pi^-\pi^0)_{l=0}}$ пока неизвестно, то целесообразно ставить эксперимент одновременно с несколькими детекторами, расположенными на разных расстояниях, или использовать протяженный детектор.

Запишем конечное состояние реакции $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_L^0$ в виде антисимметричной волновой функции

$$\Psi_{\text{ас}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[A_S(a) \cdot e^{-i(m_S + \frac{\lambda_S}{2})t_a} \cdot A_L(b) \cdot e^{-i(m_L + \frac{\lambda_L}{2})t_b} - A_L(a) \cdot e^{-i(m_L + \frac{\lambda_L}{2})t_a} \cdot A_S(b) \cdot e^{-i(m_S + \frac{\lambda_S}{2})t_b} \right]$$

где m_S , m_L и λ_S , λ_L - массы и постоянные распада K_S^0 и K_L^0 соответственно; $A_{L,S}(a)$, t_a - амплитуды и собственное время для частиц в направлении a; $A_{L,S}(b)$, t_b - то же для противоположного направления.

Если мы поставим в канал a детектор взаимодействий \bar{K}^0 -мезонов на расстоянии, соответствующем $t_a = T$, то, переходя к вероятности, будем иметь в направлении b : $x/$

$$P(3\pi) = \{|A_L(b)|^2 \cdot e^{-\lambda_B T} \cdot e^{-\lambda_L t_b} + |A_B(b)|^2 \cdot e^{-\lambda_L T} \cdot e^{-\lambda_B t_b} + \\ + 2|A_B(b)| \cdot |A_L(b)| \cdot e^{-\frac{\lambda_B + \lambda_L}{2}(T + t_b)} \cdot [\cos(\Delta m T) \cdot \cos(\Delta m t_b + \phi) + \\ + \sin(\Delta m T) \cdot \sin(\Delta m t_b + \phi)]\}.$$

На рис. 1 показана зависимость интерференционной картины от фазы ϕ .

Следует отметить, что использование "чистых" K_S^0 -мезонов дает редкую возможность исследовать регенерацию $K_S^0 \rightarrow K_L^0$. Это особенно интересно в связи с замечанием Сакса ^{19/} о возможной проверке СРТ-инвариантности, которая в случае нарушения СР-инвариантности требует, чтобы сечения регенераций $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ и $K_S^0 \rightarrow K_L^0$ были равны. Эксперименты с "чистыми" K_S^0 -мезонами довольно трудны, т.к. только небольшая часть аннигилирующих при остановке антипротонов дает пару $K^0 \bar{K}^0$. Однако использование искровых камер (счетчиков), окружающих со всех сторон мишень, может сделать эти опыты реальными уже при потоках $\approx 10^4 \div 10^5$ антипротонов в цикле ускорителя.

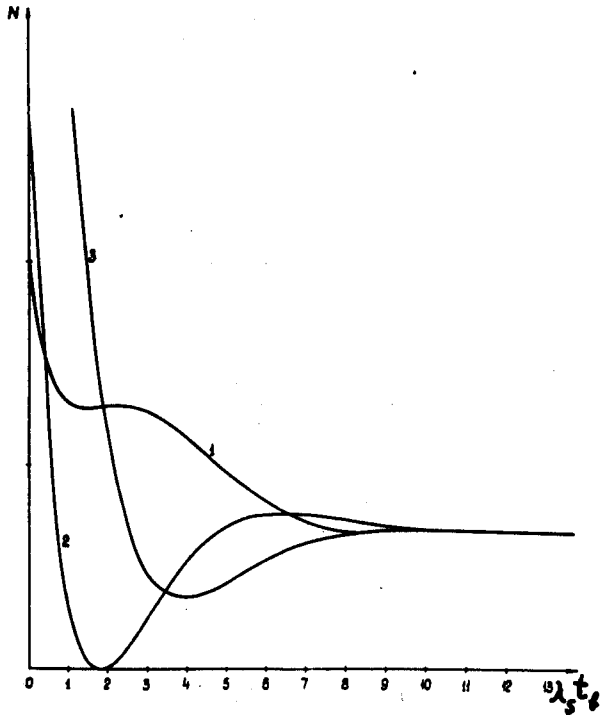
В заключение мы хотели бы поблагодарить Л. Киселевича, В. Любошица, М. Подгорецкого за ценные обсуждения, а также Л. Степанову за проведение расчетов на М-20.

Л и т е р а т у р а

1. L. Wolfenstein. Nuovo Cim., 42A, 17 (1966).
2. M.K. Gaillard. Nuovo Cim., 35, 1225 (1965).
3. F.A. Anderson et al., Phys. Rev., Lett., 16, 968 (1966).
4. T.B. Day, G.A. Snow, F. Sucher. Phys. Rev. Lett., 3, 61 (1959).
5. B. d'Espagnat. Nuovo Cim., 20, 1217 (1961).
6. R.Armenteros et al. 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics. CERN, Geneva, p. 351; C. Baltay et al., Phys. Rev. Lett., 15, 532 (1965).
7. В. Любошиц, и др. Ядерная физика, 1, 497 (1966).
8. В. Любошиц, Э. Оконов. Препринт ОИЯИ, P-2632, Дубна, 1966.
9. R.G. Sachs. Phys. Rev., 129, 2280 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
1 августа 1966 г.

$x)$ Общее выражение для корреляции в распадах при рождении пары $K^0 \bar{K}^0$ приводится в работе ^{18/}.



Р и с. 1. Зависимость числа распадов $K^0 \rightarrow 3\pi$ в направлении b от времени при условии регистрации K^0 -мезонов в направлении a на расстоянии $L = 5r_s$; значения параметров: $|\frac{\lambda_s}{\lambda_L}| = 0,2$, $m_L > m_s$.
 1) $\phi = 0$, 2) $\phi = \pi/2$, 3) $\phi = \pi$.
 При других значениях $|\frac{\lambda_s}{\lambda_L}|$ интерференционная картина имеет такой же характер, если изменить соответственно T .

С 346.58 + С 333.2

ЯФ, 1167, П.С., В.Б.,
С. 1246-1248

30/11/11

А-843

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2850



Ю. Лукстыньш, Э. Оконов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ПРОВЕРКИ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ
В РАСПАДАХ $K_S^0 \rightarrow 3\pi$
В КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ОПЫТАХ С ПАРАМИ
 $K^0 \bar{K}^0$

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1966