ЯФ, 1966, т. 4, №6, с. 1194-1201.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2632

В.Л. Любошиц, Э.О. Оконов

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РАСПАДОВ $K_L \to \pi^+\pi^-$ И $K_S \to \pi^+\pi^-$ В КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ПАРАМИ $K^0\bar{K}^0$

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1966

Р - 2632

В.Л. Любошиц, Э.О. Оконов

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РАСПАДОВ $K_L \to \pi^+\pi^-$ И $K_S \to \pi^+\pi^-$ В КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ПАРАМИ $K^0\bar{K}^0$

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1. В работе [1] были рассмотрены интерференционные явления при распаде одиночных нейтральных K-мезонов на два π-мезона в случае нарушения CP-инвариантности. Недавно проведенные эксперименты указывают на существование такой интерференции. Представляет интерес рассмотрение аналогичных эффектов при рождении пар $K^0\bar{K}^0$, так как в этом случае интерференционные явления обладают рядом характерных особенностей, обусловленных наличием корреляций в распадных свойствах нейтральных K-мезонов[x].

2. Известно, что если пара $K^0\bar{K}^0$ рождается в состояниях с нечетными орбитальными моментами, ее волновая функция меняется со временем по закону [3]:

$$\psi_{\text{ас}} = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big(K_L(p)K_S(q)e^{-(\frac{\lambda_L}{2}+im_L)t_p}\,e^{-(\frac{\lambda_S}{2}+im_S)t_q} - \\ - K_L(q)K_S(p)e^{-(\frac{\lambda_S}{2}+im_S)t_p}\cdot e^{-(\frac{\lambda_L}{2}+im_L)t_q}\Big) \qquad (1)$$

Здесь t_p и t_q -собственные времена нейтральных K-мезонов, движущихся с импульсами $\vec{p}$ и $\vec{q}$ соответственно.

Если пара $K^0\bar{K}^0$ рождается в состояниях с четными орбитальными моментами,

$$\psi_{\text{сим.}} = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big(K_S(p)K_S(q)e^{-(\frac{\lambda_S}{2}+im_S)(t_p+t_q)} - \\ - K_L(p)K_L(q)e^{-(\frac{\lambda_L}{2}+im_L)(t_p+t_q)}\Big). \qquad (2)$$

Пусть амплитуда образования K^0 в состоянии с импульсом $\vec{p}$ и $\bar{K}^0$ в состоянии с импульсом $\vec{q}$ равна $A(p,q)$. Тогда волновая функция пары в момент рождения будет иметь вид:

$$\psi = a\psi_{\text{ас}} + b\psi \qquad , \qquad (3)$$

---

[x] Ранее в работе [2] обсуждались интерференционные явления при рождении пар $K^0\bar{K}^0$ в отсутствие корреляций, когда пучок нейтральных K-мезонов, движущихся в данном направлении представляет собой некогерентную смесь K^0 и $\bar{K}^0$.

где[2]

$$a = \frac{A(p,q) - A(q,p)}{\sqrt{2}\,\{|A(p,q)|^2 + |A(q,p)|^2\}^{1/2}},$$

$$b = \frac{A(p,q) + A(q,p)}{\sqrt{2}\,\{|A(p,q)|^2 + |A(q,p)|^2\}^{1/2}}. \tag{4}$$

Рассмотрим теперь число совпадений при регистрации распадов $K^0, \bar{K}^0 \to \pi^+\pi^-$ детекторами, расположенными на расстояниях $\ell_q = v_q \gamma_q t_q$ и $\ell_p = v_p \gamma_p t_p$ от точки рождения пары (здесь $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1/2}$ -лоренцевский фактор). Нетрудно видеть, что эффект пропорционален величине:

$$d^2 P = |M|^2 dt_p dt_q, \tag{5}$$

где

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}}\{A_S(aA_L e^{-(\frac{\lambda_L}{2} + im_L)t_p} + bA_S e^{-(\frac{\lambda_S}{2}+im_S)t_p})\times$$

$$\times e^{-(\frac{\lambda_S}{2} + im_S)t_q} - A_L(aA_S e^{-(\frac{\lambda_S}{2} + im_S)t_p} + bA_L e^{-(\frac{\lambda_L}{2}+im_L)t_p})e^{-(\frac{\lambda_L}{2}+im_L)t_p}\} \tag{6}$$

(A_S и A_L -амплитуды распадов $K_S \to \pi^+\pi^-$ и $K_L \to \pi^+\pi^-$ соответственно). Для вероятности регистрации распадов на $\pi^+\pi^-$ в направлении $\vec{p}$ в корреляции со всеми распадами $K^0, \bar{K}^0 \to \pi^+\pi^-$ на расстояниях

$$v_q \gamma_q T_1 \le x \le v_q \gamma_q T_2$$

мы получим следующее выражение:

$$dP = dt_p\left(\int_{T_1}^{T_2} |M|^2 dt_q\right) = P_{t_p}(T_1 T_2)\,dt_p, \tag{7}$$

где

$$P_t(T_1T_2) = \tfrac{1}{2}|A_S|^4 \{[|a|^2 |\epsilon|^2 e^{-\lambda_L t} + |b|^2 e^{-\lambda_S t} +$$

$$+ 2|a||b||\epsilon| e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t} \cos(\Delta m t + \delta - \phi)]\,B(T_1T_2) +$$

$$+ |\epsilon|^2[|a|^2 e^{-\lambda_S t} + |\epsilon|^2 |b|^2 e^{-\lambda_L t} + 2|a||b||\epsilon| e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t} \cos(\Delta m t + \delta + \phi)]\,C(T_1T_2) -$$

$$- 2[|a|^2 |\epsilon|^2 e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t} \cos(\Delta m t) + |b|^2 |\epsilon|^2 e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t} \cos(\Delta m t + 2\delta) +$$

$$+|\epsilon|^2 |a||b| \cos(\phi+\delta)\cdot e^{-\lambda_L t} + |\epsilon||a||b|\cos(\phi-\delta)\cdot e^{-\lambda_S t}]D(T_1 T_2) -$$

$$-2[|a|^2|\epsilon|^2 e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t}\sin(\Delta m t) + |b|^2|\epsilon|^2 e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t}\sin(\Delta m t + 2\delta) +$$

$$+|\epsilon|^3|a||b| e^{-\lambda_L t}\sin(\phi+\delta) + |\epsilon||a||b| e^{-\lambda_S t}\sin(\delta-\phi)]\mathcal{E}(T_1 T_2)\} \quad . \tag{8}$$

Здесь

$$\epsilon = |\epsilon| e^{i\delta} = A_L/A_S \,; \quad \phi = \arg b - \arg a; \quad \Delta m = m_S - m_L \,;$$

$$B(T_1 T_2) = \int_{T_1}^{T_2} e^{-\lambda_S t}\,dt \,; \qquad C(T_1 T_2) = \int_{T_1}^{T_2} e^{-\lambda_L t}\,dt \,; \tag{9}$$

$$D(T_1 T_2) = \mathrm{Re}\int_{T_1}^{T_2} e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t} e^{-i\Delta m t}\,dt \,; \tag{10}$$

$$\mathcal{E}(T_1 T_2) = -\mathrm{Im}\int_{T_1}^{T_2} e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t} e^{-i\Delta m t}\,dt \,. \tag{11}$$

Легко видеть, что коэффициенту $B(T_1 T_2)$ соответствует корреляция с распадами короткоживущего нейтрального мезона на два заряженных π -мезона. Член, пропорциональный $C(T_1 T_2)$, описывает корреляцию с распадами $K_L \to \pi^+\pi^-$ в направлении $\vec{q}$. Члены, пропорциональные $D(T_1 T_2)$ и $\mathcal{E}(T_1 T_2)$, связаны с интерференцией распадов $K_S \to \pi^+\pi^-$ и $K_L \to \pi^+\pi^-$ в направлении $\vec{q}$ x/.

При $T_1 = 0$, $T_2 \sim \frac{1}{\lambda_S} \ll \frac{1}{\lambda_L}$ все коэффициенты B, C, D и $\mathcal{E}$ имеют порядок величины $1/\lambda_S$. Если регистрируются совпадения со всеми распадами в направлении q,

$$B = B(0,\infty) = \frac{1}{\lambda_S} \,; \quad C = C(0,\infty) = \frac{1}{\lambda_L} \,;$$

$$D = D(0,\infty) = \frac{\frac{1}{2}(\lambda_S+\lambda_L)}{\frac{1}{4}(\lambda_S+\lambda_L)^2 + (\Delta m)^2} \,; \quad \mathcal{E} = \mathcal{E}(0,\infty) = \frac{\Delta m}{\frac{1}{4}(\lambda_S+\lambda_L)^2 + (\Delta m)^2} \,. \tag{12}$$

Легко видеть, что в этом случае возрастает роль распадов $K_L \to \pi^+\pi^-$ на расстояниях, превышающих распадную длину K_S -мезона. Вклад этих распадов в корреляцию $P\ (T_1 T_2)$ имеет порядок величины $|\epsilon|^2 \frac{\lambda_S}{\lambda_L}$ (соответствующий коэффициент $C(0,\infty) \gg B(0,\infty)$)

x/ Эту интерференцию не следует смешивать с интересующей нас интерференцией тех же распадов в направлении p, которая приводит к появлению в выражении (8) членов, пропорциональных $\sin(\Delta m t_p)$ и $\cos(\Delta m t_p)$.

Выражение $P_t(0,\infty)$ для случая $b=0$ (пара $K^0\bar{K}^0$ образуется в состояниях с нечетными орбитальными моментами, например, в реакции $p\bar{p}\to K^0\bar{K}^0$ при остановке) было вычислено Роузом [4].

3. Предположим теперь, что имеется некоторая примесь четных орбитальных моментов, т.е. $|b|\ll|a|\approx 1$, но $b\neq 0$. Это справедливо, например, для реакции $p\bar{p}\to K^0\bar{K}^0$ при малом, но отличном от нуля относительном импульсе протона и антипротона. Учитывая члены порядка $|\epsilon|^2$, $|\epsilon||b|$ и $|b|^2$, мы можем написать:

$$
\begin{gathered}
P_{t_p}(T_1T_2)=\tfrac{1}{2}|A_S|^4\{[|\epsilon|^2e^{-\lambda_L t_p}+|b|^2e^{-\lambda_S t_p}+\\
\underline{+2|b||\epsilon|e^{-\frac{\lambda_L+\lambda_S}{2}t}\cos(\Delta mt+\delta-\phi)]}\,B(T_1T_2)+|\epsilon|^2e^{-\lambda_S t}\,C(T_1T_2)-\\
-2|b||\epsilon|e^{-\lambda_S t}(D(T_1T_2)\cos(\delta-\phi)+\mathcal{E}(T_1T_2)\sin(\delta-\phi))-\\
-2|\epsilon|^2e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t}(D(T_1T_2)\cos(\Delta mt)+\mathcal{E}(T_1T_2)\sin(\Delta mt))\}\\
(\phi=\arg b-\arg a).
\end{gathered}
\tag{13}
$$

Легко видеть, что в формуле (13) подчеркнутый член (который возникает за счет корреляции с распадом $K_S\to\pi^+\pi^-$) соответствует интерференции амплитуд рождения пары $K^0\bar{K}^0$ в состояниях с нечетными и четными орбитальными моментами. Заметим, что при $|ab|\ll 1$ такую интерференцию в рассматриваемом эксперименте практически можно наблюдать именно в случае $|b|\ll|a|$, когда мала примесь четных орбитальных моментов. При этом целесообразно выбрать расстояния в направлении $\vec{q}$, соответствующие $T_1=0$, $T_2=\frac{1}{\lambda_S}$, чтобы уменьшить вклад корреляции с распадом $K_L\to\pi^+\pi^-$, пропорциональный коэффициенту $C(T_1T_2)$. В результате интерференция становится заметной сразу же у точки рождения пары $K^0\bar{K}^0$, причем величина интерференционного члена чувствительна к малой примеси (порядка долей процента) четных орбитальных моментов. Таким образом, в принципе возможно, зная ϵ и δ, определить амплитуду $|b|$ и относительную фазу ϕ этой примеси.

Следует подчеркнуть, что интересующая нас интерференция зависит от энергии K-мезонов, в то время как малый интерференционный член, вычисленный Роузом [4], создает не зависящий от энергии фон.

4. Если малой является примесь нечетных орбитальных моментов, например, при рождении пары $K^0\bar{K}^0$ вблизи порога, корреляционный эксперимент с распадами на $\pi^+\pi^-$ в обоих направлениях p и q для наблюдения интерференции практически не пригоден, так как интерференционные члены становятся сравнимыми с общим экспоненциаль-

ным фоном на слишком больших расстояниях от точки рождения пары $K^0\bar{K}^0$, когда все эффекты исчезающе малы по абсолютной величине.

Для исследования малой примеси P -волн вблизи порога целесообразно измерить временной ход корреляции распада на $\pi^+\pi^-$ в направлении $\vec{p}$ с любыми распадами или взаимодействием K^0 -мезонов в направлении $\vec{q}$ на расстояниях, много больших распадной длины короткоживущего (K_S) нейтрального K -мезона. При этом фиксируется практически чистое состояние долгоживущего K^0_L -мезона с импульсом $\vec{q}$. Легко видеть, что в этих условиях, независимо от конкретного распада или рассеяния K -мезонов, движущихся в направлении $\vec{q}$, вероятность распада на $\pi^+\pi^-$ K -мезонов с импульсом p пропорциональна величине

$$\tilde{P}_{t_p} = (|a|^2 e^{-\lambda_S t_p} + |\epsilon|^2 |b|^2 e^{-\lambda_L t_p} +$$

$$+ 2|a||b||\epsilon| e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2} t_p} \cos(\Delta m t_p + \delta - \phi')), \tag{14}$$

где

$$\phi' = \arg a - \arg b .$$

При

$$|b| = 1, \quad |a| \ll |b| ;$$

$$\tilde{P}_{t_p} = (|a|^2 e^{-\lambda_S t_p} + |\epsilon|^2 e^{-\lambda_L t_p} + 2|a||\epsilon| e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2} t_p} \cos(\Delta m t + \delta - \phi')) . \tag{15}$$

Анализ выражения (15) показывает, что член, соответствующий интерференции S- и P - волн, в рассматриваемом эксперименте становится заметным сразу же у точки рождения пары $K^0\bar{K}^0$. Таким образом, используя взятые из других экспериментов значения $|\epsilon|$ и δ, мы можем определить абсолютную величину $|a|$ и фазу ϕ' малой примеси P -волны у порога рождения пары $K^0\bar{K}^0$.

5. В заключение рассмотрим конкретный случай реакции $p\bar{p} \to K^0\bar{K}^0$ при малых относительных импульсах протона и антипротона. Из условия сохранения CP -четности в сильных взаимодействиях следует, что реакция $p\bar{p} \to K^0\bar{K}^0$ имеет место только для триплетного состояния системы $p\bar{p}$. В первом приближении при малых энергиях можно учитывать только состояние $^3S_1$ с орбитальным моментом системы $p\bar{p}$, равным нулю, и полным моментом, равным 1. Реакция $p\bar{p} \to K^0\bar{K}^0$ описывается в этом случае следующими тремя амплитудами рассеяния:

$$A_{(+1)} = \alpha\sqrt{\frac{3}{2}} \sin\theta e^{i\psi},$$

$$A_{(0)} = \alpha\sqrt{3} \cos\theta, \tag{16}$$

$$A_{(-1)} = \alpha\sqrt{\frac{3}{2}} \sin\theta e^{-i\psi} .$$

Здесь индексы (+1), (0) и (-1) указывают проекцию полного момента на направление относительного импульса t системы $p\bar{p}$, углы θ и ψ определяют направление вылета K^0 -мезона относительно импульса $\vec{t}$ в системе центра масс $p\bar{p}$.

Учтем теперь вклад в образование пары $K^0\bar{K}^0$ состояния $^3P_0$ с полным моментом, равным нулю. Мы получим

$$
\begin{aligned}
A'_{(+1)} &= \alpha\sqrt{\tfrac{3}{2}}\sin\theta e^{i\psi}, \\
A'_{(0)} &= \alpha\sqrt{3}\cos\theta + \beta\sqrt{3}, \qquad (17)\\
A'_{(-1)} &= \alpha\sqrt{\tfrac{3}{2}}\sin\theta e^{-i\psi}.
\end{aligned}
$$

Амплитуду α можно считать константой, амплитуда β пропорциональна $\sqrt{E}$, где E -кинетическая энергия антипротона в лабораторной системе координат $(|\beta| \ll |\alpha|)$.

Согласно формулам (4)

$$
\begin{aligned}
&a_{(+1)} = cA_{(+1)}; \quad a_{(-1)} = cA_{(-1)}; \quad a_{(0)} = c\alpha\sqrt{3}\cos\theta; \\
&b_{(+1)} = 0; \quad b_{(-1)} = 0; \quad b_{(0)} = c\beta\sqrt{3}. \qquad (18)
\end{aligned}
$$

Здесь C -нормировочный множитель. Ясно, что в выражения (8),(13), (14) должны входить параметры $|a|^2$, $|b|^2$, ab, усредненные по спиновым состояниям сталкивающихся частиц.

В случае реакции $p\bar{p} \to K^0\bar{K}^0$

$$
\begin{aligned}
\overline{|a|^2} &= \frac{1}{3}\sum_{i=1}^{3}|a_{(i)}|^2 = |c|^2|\alpha|^2, \\
\overline{|b|^2} &= \frac{1}{3}\sum_{i=1}^{3}|b_{(i)}|^2 = |c|^2|\beta|^2, \qquad (19)\\
\overline{ab^*} &= \frac{1}{3}\sum_{i=1} a_{(i)}b^*_{(i)} = |c|^2\alpha\beta^*\cos\theta.
\end{aligned}
$$

Из условия нормировки $\overline{|a|^2} + \overline{|b|^2} = 1$ следует, что

$$c = (|\alpha|^2 + |\beta|^2)^{-1/2}.$$

Поскольку $|\beta| \ll |\alpha|$, $|a|^2 \approx 1$. Тогда в формуле (13) для вероятности $P_t(T_1T_2)$:

$$
\begin{aligned}
|b|^2 &\to \overline{|b|}^2 = |\beta|^2/|\alpha|^2, \\
|b| &\to \overline{|ab|} = |\beta|/|\alpha|\cos\theta \approx \sqrt{E}\cos\theta, \qquad (21)\\
\phi &= \arg\beta - \arg\alpha.
\end{aligned}
$$

Для реального эксперимента выражение (13) с учетом (21) следует усреднить по определенному интервалу углов θ в промежутке $(0, \frac{\pi}{2})$.

Мы рассмотрели образование пары $K^0\bar{K}^0$ при столкновении медленного антипротона с протоном "на лету" (относительный импульс $t \neq 0$). Если пара $K^0\bar{K}^0$ образуется в результате аннигиляции протона и антипротона, образующих связанное состояние ($p\bar{p}$), система $K^0\bar{K}^0$ описывается либо симмётричной, либо антисимметричной функцией в зависимости от четности соответствующего атомного уровня. Поскольку все стационарные состояния атома $p\bar{p}$ обладают определенной четностью, в случае реакции $p\bar{p} \to K^0\bar{K}^0$ "при остановке" (аннигиляция с атомной орбиты) интерференция S- и P- волн отсутствует.

Авторы благодарны М.И. Подгорецкому за ценное обсуждение.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем общее выражение для корреляции между распадом X нейтральных K - мезонов с импульсом $\vec{p}$ и распадом Y нейтральных K -мезонов с импульсом $\vec{q}$ ($\vec{p}$ и $\vec{q}$ -кинематически сопряженные друг другу импульсы $K^0\bar{K}^0$-мезонов, образующих пару $K^0\bar{K}^0$).

Число совпадений в интервале $dt_p\, dt_q$, очевидно, равно

$$d^2P = |M|^2 dt_p\, dt_q \ , \tag{I}$$

где

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big[A_S^{(2)}\Big(aA_L^{(1)} e^{-(\frac{\lambda_L}{2}+im_L)t_p} + bA_S^{(1)} e^{-(\frac{\lambda_S}{2}+im_S)t_p}\Big) \times$$
$$\times e^{-(\frac{\lambda_L}{2}+im_L)t_q} - A_L^{(2)}\Big(aA_S^{(1)} e^{-(\frac{\lambda_S}{2}+im_S)t} + n\,bA_L^{(1)} e^{-(\frac{\lambda_L}{2}+im_L)t_p}\Big) e^{-(\frac{\lambda_L}{2}+im_L)t_p}\Big] .$$

Введем параметры

$$\epsilon^{(1)} = A_L^{(1)}/A_S^{(1)} \ ; \quad \epsilon^{(2)} = A_L^{(2)}/A_S^{(2)} \quad (\epsilon^{(1)} = |\epsilon^{(1)}|e^{i\delta_1} \ ; \ \epsilon^{(2)} = |\epsilon^{(2)}|e^{i\delta_2}) \ . \tag{II}$$

В общем случае $|\epsilon^{(1)}|$ и $|\epsilon^{(2)}|$ могут быть больше или меньше единицы.

Для вероятности регистрации распадов X в направлении $\vec{p}$ в корреляции со всеми распадами Y в направлении $\vec{q}$, имеющими место на расстояниях $v_q\gamma_q T_1 \leq x \leq v_q\gamma_q T_2$, мы получим следующее выражение:

$$dP = P_{t_p}(T_1T_2)\,dt_p \ , \qquad \text{где}$$

$$P_t(T_1T_2) = \tfrac{1}{2}|A_S^{(1)}|^2|A_S^{(2)}|^2 \{[|a|^2|\epsilon^{(1)}|^2 e^{-\lambda_L t} + |b|^2 e^{-\lambda_S t} +$$

$$+ 2|a||b||\epsilon^{(1)}| e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t} \cos(\Delta m t + \delta^{(1)} - \phi)]B(T_1T_2) +$$

$$+|\epsilon^{(2)}|^2\Big[|a|^2 e^{-\lambda_S t} + |\epsilon^{(1)}|^2 |b|^2 e^{-\lambda_L t} + 2|a||b||\epsilon^{(1)}|\, e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t}\cos(\Delta m t + \delta^{(1)} + \phi)\Big]C(T_1 T_2) -$$

$$-2|\epsilon^{(2)}|\Big[|a|^2|\epsilon^{(1)}|\, e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t}\cos(\Delta m t + \delta^{(1)} - \delta^{(2)}) +$$

$$+|b|^2|\epsilon^{(1)}|\, e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t}\cos(\Delta m t + \delta^{(1)} + \delta^{(2)}) + |\epsilon^{(1)}|^2 |a||b|\cos(\phi + \delta^{(2)})\, e^{-\lambda_L t} +$$

$$+|a||b|\, e^{-\lambda_S t}\cos(\delta^{(2)} - \phi)\Big]D(T_1 T_2) - 2|\epsilon^{(2)}|\Big[|a|^2|\epsilon^{(1)}|\, e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t}\sin(\Delta m t + \delta^{(1)} - \delta^{(2)}) +$$

$$+|b|^2|\epsilon^{(1)}|\, e^{-\frac{\lambda_S+\lambda_L}{2}t}\sin(\Delta m t + \delta^{(1)} + \delta^{(2)}) + |\epsilon^{(1)}|^2 |a||b|\, e^{-\lambda_L t}\sin(\phi + \delta^{(2)}) +$$

$$+|a||b|\sin(\delta^{(2)} - \phi)\, e^{-\lambda_S t}\Big]\mathcal{E}(T_1 T_2)\Big\} . \qquad \text{(III)}$$

Здесь коэффициенты B, C, D и $\mathcal{E}$ определяются по формулам (9), $\phi = \arg b - \arg a$. Если оба распада одинаковы, $A^{(1)}_{S,L} = A^{(2)}_{SL} = A_{S,L}$, $\epsilon^{(1)} = \epsilon^{(2)} = \epsilon$ и выражение (III) переходит в формулу (8). При $\frac{1}{\lambda_L} \gg T_1 \gg \frac{1}{\lambda_S}$, $T_1 \ll \frac{1}{\lambda_L}$ коэффициенты B, D и $\mathcal{E}$ исчезающе малы. В этом случае в выражении (III) остается член, пропорциональный $C(T_1 T_2) = T_2 - T_1$ в вполном соответствии с результатом (14).

Литература

1. В.Л. Любошиц, Э.О. Оконов, М.И. Подгорецкий, У Цзун-фань. Ядерная физика, 1, 497 (1965).
2. В.Л. Любошиц. Препринт ОИЯИ, Р-2289, Дубна, 1965.
3. В.И. Огиевецкий, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 43, 1362 (1962).
4. Matts Roos. Preprint CERN, Geneva, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 марта 1966 г.