К ПРОБЛЕМЕ РАСПАДА $K_L^0 \to \pi^+ + \pi^-$

Л.А. Халфин

I. В работе [I], а также в последующих экспериментах [2–4] было обнаружено, что в противоречии с теоретическим предсказанием, основанным на предполагаемой справедливости CP - инвариантности,

$$\frac{K_L^0 \to \pi^+ + \pi^-}{K_L^0 \to (\text{все заряж. каналы})} \simeq 2\cdot 10^{-3}. \qquad (I)$$

Интересно отметить, что ни в каких других возможных экспериментах по проверке CP - инвариантности (в частности, в лептонных распадах K^0 [5,6]) не обнаружены эффекты того же порядка, что и в основном эксперименте [I] (хороший обзор всей проблемы $K_L^0 \to \pi^+ + \pi^-$ в [6]).

Ниже предложена еще одна идея объяснения экспериментов [I–4], основанная на специфике рождения и распада K^0, не имеющей себе аналога ни для каких других элементарных частиц. При этом принципиальное значение имеет проблема - зависят или не зависят свойства нестабильных частиц от приготовления [7–II].

2. Будем, как обычно, считать, что в сильных взаимодействиях рождается K^0, являющаяся когерентной смесью K_1^0 и K_2^0:

$$K^0 = 1/\sqrt{2}\,(K_1^0 + K_2^0), \qquad (2)$$

где K_1^0, K_2^0 - собственные состояния оператора комбинированной четности $CP|K_1^0\rangle = +1\cdot|K_1^0\rangle$, $CP|K_2^0\rangle = -1\cdot|K_2^0\rangle$, которые распадаются (да и возникают вместо K^0) за счет слабого взаимодействия. Распределение энергии (масс) K^0 на основании (2):

$$\rho_{K^\circ}(E)=\frac{1}{4\pi}\frac{\Gamma_1}{(E-E_{K_1^\circ})^2+\Gamma_1^2/4}+\frac{1}{4\pi}\frac{\Gamma_2}{(E-E_{K_2^\circ})^2+\Gamma_2^2/4}, \quad (3)$$

где $E_{K_1^\circ}$, $E_{K_2^\circ}$ – энергии (массы) K_1°, K_2°, а Γ_1, Γ_2 – соответственно полные их ширины. Если бы распадалось само K° с таким энергетическим распределением (3), т.е.

$$|K^\circ(t)\rangle=\left\{1/2\left[\exp\left[-iE_{K_1^\circ}t-\frac{\Gamma_1}{2}|t|\right]\right]+1/2\left[\exp\left[-iE_{K_2^\circ}t-\frac{\Gamma_2}{2}|t|\right]\right]\right\}|K^\circ(t=0)\rangle, \quad (4)$$

а не K_1° и K_2° по отдельности (см., например,[12]):

$$|K^\circ(t)\rangle=\left\{1/2\exp\left[-iE_{K_1^\circ}t-\frac{\Gamma_1}{2}|t|\right]|K_1^\circ\rangle+1/2\exp\left[-iE_{K_2^\circ}t-\frac{\Gamma_2}{2}|t|\right]|K_2^\circ\rangle\right\}, \quad (5)$$

то это противоречило бы экспериментальным фактам, так как из (4) и (2) следовало бы, что даже при больших временах оставалась бы заметная доля K_1°. Утверждение же, что распад происходит согласно (5), т.е. что самостоятельно (по отдельности) распадаются K_1° и K_2°, требует какого-то механизма, который "фильтрует" распределение энергии (масс) K° так, чтобы выделить K_1° и K_2° по отдельности[1)]. Необходимость "фильтра масс" при рассмотрении нестабильных частиц была аргументирована в[7,13], однако влияние этой фильтрации резко отличается в зависимости от предположений – зависят или не зависят свойства нестабильных частиц от приготовления[7-11].

Действительно, если свойства нестабильных элементарных частиц не зависят от приготовления, а следовательно, и от фильтрации масс, то фильтрация скажется только на интенсивности наблюдаемых эффектов, но не изменит свойств нестабильных частиц. Так, при фильтрации масс K° для выделения K_2° безусловно войдет часть распределения масс K_1° (так как распределения масс K_2° и K_1° перекрываются), однако закон распада этих "отфильтрованных" K_1° в рассматриваемом предположении будет определяться временем жизни K_1°, а не интервалом фильтрации ΔE, а следовательно, не временем жизни K_2°, т.е. в этом случае $K_L^\circ \equiv K_2^\circ$, $K_S^\circ \equiv K_1^\circ$ и проблема $K_L^\circ \to 2\pi$ – распада остается нерешенной.

Если же свойства нестабильных частиц (точнее –K°) зависят от приготовления, а следовательно, и от фильтрации, то ситуация резко меняется. Действительно, при фильтрации масс K^0, чтобы выделить K_2^0, мы обязательно должны учесть часть K_1^0, которые попадают в этот фильтр масс. При этом закон распада таких отфильтрованных K_1^0 в рассматриваемом предположении уже будет определяться не временем жизни $K_1^0 = K_S^0$ 2), а временем жизни K_2^0, связанным с интервалом фильтрации $\Delta E \sim \Gamma_2$. Таким образом, в предположении, что свойства нестабильных частиц K^0, K_L^0, K_S^0 зависят от приготовления, K_L^0 - распадающееся состояние со временем жизни K_2^0 будет смесью K_2^0 и K_1^0, т.е. состоянием со смесью состояний $CP=-1$ и $CP=1$. Следовательно, и продукты распада K_L^0 будут иметь разное CP. Это качественно и объясняет эффект $K_L^0 \to \pi^+\pi^-$ [I-4]. Исходная идея, таким образом, сводится к тому, что CP - инвариантность не нарушается, а в силу специфики рождения и распада K^0 - фильтрации масс K^0 - долгоживущее состояние K_L^0 есть смесь состояний K_2^0 и K_1^0, т.е. K_L^0 не имеет определенной комбинированной четности и не совпадает с K_2^0. Количественная оценка, конечно, зависит от деталей фильтра масс, но по порядку дает именно наблюдаемую величину эффекта $K_L^0 \to \pi^+ + \pi^-$ (I). Действительно, если считать фильтр масс прямоугольным с $\Delta E \simeq \sigma \Gamma_2$ и учесть, что [I4] K_2^0 (все заряженные каналы)/K_2^0 (все каналы) $\simeq$ 0,73, а $K_1^0 \to \pi^+ + \pi^- / K_1^0 \to \pi^0 + \pi^0 \simeq K_1^0 \to \pi^+ + \pi^- / K_1^0$ (все нейтр. каналы) $\simeq$ $\simeq$0,7 и что $\Gamma_2 \ll \Gamma_1$, то

$$\frac{K_L^0 \to \pi^+ + \pi^-}{K_L^0 \to \text{(все зар.кан.)}} \simeq \frac{0,7}{0,73} \, \frac{2\sigma \Gamma_2}{\pi \Gamma_1 (1+4\delta^2)} \, \frac{1}{(2/\pi)\,\mathrm{arctg}\,\sigma} \simeq$$

$$\simeq \frac{\sigma}{\mathrm{arctg}\,\sigma} \, \frac{1}{1+4\delta^2} \cdot 1,57 \cdot 10^{-3}, \qquad (6)$$

где $\delta \Gamma_1 \equiv |E_{K_2^0} - E_{K_1^0}|$. Оценка σ зависит от точного значения δ, а оно в настоящее время недостаточно точно определено [6,I4]. Если $\delta \simeq 0,2 \div 0,5$, то при $\sigma \simeq 1 \div 2$ получим согласно (6) хорошее совпадение с (I). Более точно:

$$\frac{K_L^0 \to \pi^+ + \pi^-}{K_L^0 \to (\text{все зар. кан.})} \simeq \frac{0{,}7}{0{,}73} \int \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_1 M(E)\cdot dE}{(E-E_{K_1^0})^2 + (\Gamma_1^2/4)} \Big/ \int \frac{1}{2\pi} \times$$

$$\times \frac{\Gamma_2 \cdot M(E)\cdot dE}{(E-E_{K_2^0})^2 + (\Gamma_2^2/4)}, \qquad (7)$$

где $M(E)$ - энергетическая характеристика фильтра для выделения K_2^0 из K^0.

3. Указанный способ решения проблемы $K_L^0 \to \pi^+\pi^-$ хорошо согласуется с известными фактами: а) нигде, кроме распада K_L^0, видимого нарушения CP нет; б) влияние фильтрации сказывается в силу свойств K_1^0 только на адронный канал распада, а в лептонных каналах распада K^0 этих эффектов нет [5,6]; в) не должно быть зависимости (I) от импульса K_L^0 [3,4]; г) при условии б) ясно, что эффект $K_L^0 \to \pi^+\pi^-$ никак не сказывается на параметрах K_1^0, K_2^0, K^0, в частности $|E_{K_2^0} - E_{K_1^0}|$, определенных на основании лептонных каналов K^0.

В то же время предсказывается следующий новый эффект:

$$\frac{K_L^0 \to \pi^0 + \pi^0}{K_L^0 \to (\text{все зар.кан.})} \simeq 2\cdot 10^{-3} \cdot \frac{0{,}3}{0{,}7} \simeq 0{,}9\cdot 10^{-3}$$

независимо от деталей механизма фильтрации. Это предсказание является основным и его экспериментальная проверка может полностью решить судьбу предлагаемого способа решения проблемы $K_L^0 \to 2\pi$.

Очень важным также является, с этой точки зрения, определение детального вида закона распада K_L^0 (что требует накопления статистики), ибо тогда можно будет решить, полюсами какого порядка [3)] описываются K_1^0, K_2^0 [15,16], и определить вид фильтра масс $M(E)$. Действительно, прямоугольный фильтр не может иметь чересчур малым σ, так как тогда не выполнялось бы условие [7]

$$\frac{\Gamma_2 t \cdot e^{-\frac{\Gamma_2 t}{2}}}{2} \gg \frac{\Gamma_2^2}{\Gamma_2^2 + 4\sigma^2 \Gamma_2^2} \qquad (8)$$

того, что экспоненциальный член в распаде K_L главный.

Ленинградское отделение
Математического института
им. В.А.Стеклова
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
17 декабря 1965 г.

Литература

[1] J.H.Cristenson, J.W.Cronin, V.L.Fitch, R.Turlay. Phys.Rev. Lett., 13, 138, 1964.

[2] A. Abashian et al. Phys.Rev.Lett., 13, 243, 1964.

[3] W.Galbraith et al. Phys.Rev. Lett., 14, 383, 1965.

[4] X.de Bouard et al.Phys.Lett., 15, 58, 1965.

[5] B.Aubert et al.Phys.Lett., 17, 59, 1965; M. Baldo-Ceolin et al.Nuovo cimento, 28, 684, 1965; P.Franzini et al.Phys.Rev. (в печати).

[6] J.S.Bell, J.Steinberger. Lectures given at Oxford International Conference on Elementary Particles, September, 1965.

[7] Л.А.Халфин. Квантовая теория распада физических систем. Диссертация, ФИАН, 1960.

[8] Л.А.Халфин. Докл. АН СССР, 141, 599, 1961.

[9] Л.А.Халфин. Докл. АН СССР, 162, 1034, 1965.

[10] Л.А.Халфин. Докл. АН СССР, 165, 541, 1965.

[11] Л.А.Халфин. Принцип Паули и нестабильные частицы (Докл. на сессии Отд. ядерн. физики АН СССР, ноябрь, 1965).

[12] Л.Б.Окунь. Слабое взаимодействие элементарных частиц. Физматгиз, М., 1963.

[13] J.Schwinger. Ann.Physik, 9, 169, 1960.

[14] A.H.Rosenfeld et al. Revs. Mod.Phys., 36, 977, 1964.

[15] M.L.Goldberger, K.M.Watson. Phys.Rev., 136B, 1472, 1964.

[16] Л.А.Халфин. Письма ЖЭТФ, 2, 139, 1965.

---

1) В этом кратком изложении мы не будем рассматривать подробно вероятный механизм фильтрации, связанный с энергетической зависимостью вероятности рождения K^0 внутри ее энергетического распределения.

2) При фильтрации масс K^0 для выделения K_1^0 в силу $\Gamma_1 \gg \Gamma_2$ отфильтрованные K_2^0 на K_S^0 не скажутся и $K_S^0 = K_1^0$.

3) Оценки (6), (7) основаны на обычном предположении, что нестабильные частицы описываются полюсом первого порядка.