РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ПИСЬМА В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ *ТОМ 58, ВЫПУСК 3*
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД *10 АВГУСТА, 1993*

Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.3, стр.161 - 164

ПОЛЮСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ РАСПАДОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ K-МЕЗОНОВ

Я.И.Азимов

Институт ядерной физики им.П.Б.Константинова РАН
188350 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 16 июня 1993 г.

Рассмотрено описание системы $K^0 - \bar{K}^0$ вне приближения Вайскопфа–Вигнера. Без каких-либо предположений о структуре гамильтониана показано, что экспоненциальная зависимость от времени связана с двумя комбинациями, K_S и K_L. При CP-нарушении структура K_S и K_L содержит кажущееся нарушение CPT.

Несмотря на большие усилия, пока удалось найти лишь такие проявления CP-нарушения, которые связаны со смешиванием $K^0 - \bar{K}^0$. Это усиливает интерес к детальному исследованию K-мезонной системы и ее эволюции во времени. В близком будущем ожидается появление новых экспериментальных данных с большой статистикой и высокой точностью как в адронных взаимодействиях (CPLEAR, Тэватрон и др.), так и в e^+e^--столкновениях (φ-фабрика). Тем временем эта проблема интенсивно изучается теоретически.

Стандартной основой описания эволюции нейтральных K-мезонов является приближение Вайскопфа–Вигнера (ПВВ) [1,2]. Однако недавно и оно стало объектом дискуссии. Критические замечания [3,4] были основаны в первую очередь на требовании математической самосогласованности результатов. Выводы можно резюмировать так:

1) при CP-нарушении ПВВ в принципе неприменимо;

2) невозможно построить состояния K_S, K_L так, чтобы они эволюционировали независимо, не регенерируя друг друга;

3) амплитуды $P_{KK}(t)$, $P_{\bar{K}\bar{K}}(t)$ появления $K^0(K^0)$ в момент времени t из первоначально чистого состояния $\bar{K}^0(\bar{K}^0)$ равны, если справедлива CPT-инвариантность, тогда как аналогичные амплитуды $P_{\bar{K}K}(t)$ и $P_{K\bar{K}}(t)$ появления $\bar{K}^0(K^0)$ имеют при CP-нарушении не только разную величину, но и разную t-зависимость (в ПВВ их t-зависимость одинакова).

Эти проблемы позднее обсуждались [5] на основе специфической квантово-полевой модели типа модели Ли [6]. В настоящей заметке они рассматриваются на базе общих квантово-механических соображений, не связанных с конкретной моделью.

Мы воспользуемся подходом работы [7] (см. также [8]). Произвольное состояние $|\Psi_0>$, заданное при $t=0$, в дальнейшем эволюционирует по закону

$$|\Psi_t>=e^{-iHt}|\Psi_0>=\frac{i}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}dE\frac{e^{-iEt}}{E-H+i\epsilon}|\Psi_0>, \tag{1}$$

где H – полный гамильтониан. Поскольку в нем есть переходы с изменением странности, каждое состояние содержит, вообще говоря, компоненты с разными значениями S. Если взять начальное состояние с определенной странностью $S=-1$ или $S=+1$ (или же соответствующую суперпозицию) и в дальнейшем интересоваться не всем состоянием, а лишь его компонентами с $|S|=1$, то для их эволюции можно сохранить интегральное выражение (1), заменив в нем полный гамильтониан H эффективным. Этот эффективный гамильтониан $\tilde{H}$ учитывает возможность растянутого во времени процесса, состоящего из "мгновенного" изменения начальной странности $S=\pm1$, "полной эволюции" в промежуточных каналах (но без возврата к $S=\pm1$) и, наконец, "мгновенного" возврата к $S=+1$ или $S=-1$. Такой процесс порождает два важных свойства:

1) $\tilde{H}$, в отличие от H, неэрмитов, что отражает "утечку" вероятности в другие каналы;

2) $\tilde{H}$ приобретает явную зависимость от E как следствие "нелокальности" процесса во времени.

Ограничиваясь одномезонными состояниями K^0 и $\bar{K}^0$, получим $\tilde{H}$ в виде матрицы 2×2. При CP-инвариантности

$$\tilde{H}_{11}(E)=\tilde{H}_{22}(E), \qquad \tilde{H}_{12}(E)=\tilde{H}_{21}(E), \tag{2}$$

где индексы 1, 2 соответствуют K^0, $\bar{K}^0$. Если же CP нарушается, но сохраняется CPT, то

$$\tilde{H}_{11}(E)=\tilde{H}_{22}(E), \qquad \tilde{H}_{12}(E)\neq\tilde{H}_{21}(E). \tag{3}$$

ПВВ [1,2] понимается как пренебрежение E-зависимостью:

$$\tilde{H}(E)\approx\tilde{H}(m_0), \tag{4}$$

где m_0 – масса $K^0(\bar{K}^0)$ в пренебрежении распадами и переходами $K^0\rightleftharpoons\bar{K}^0$. В этом приближении выделяются две комбинации:

$$|K_S>=p_S|K^0>+q_S|\bar{K}^0>, \qquad |K_L>=p_L|K^0>-q_L|\bar{K}^0>, \tag{5}$$

имеющих чисто экспоненциальную зависимость от времени. При CPT-инвариантности

$$q_S/p_S=q_L/p_L. \tag{6}$$

Проверку этого свойства отождествляют обычно с проверкой CPT-инвариантности в K-мезонной системе.

Снимем теперь ограничение (4). 2×2 матрицу $\tilde{H}(E)$ представим в виде

$$\tilde{H}(E) = U^{-1}(E)\Lambda(E)U(E), \tag{7}$$

где $\Lambda(E)$ – диагональная матрица с собственными значениями

$$\lambda_{S,L}(E) = \frac{1}{2}\mathrm{Sp}\tilde{H} \pm \frac{1}{2}(a-b), \tag{8}$$

$a(E)$ и $b(E)$ – два корня уравнения

$$x^2 + (\tilde{H}_{22} - \tilde{H}_{11})x - \tilde{H}_{12}\tilde{H}_{21} = 0. \tag{9}$$

Матрица U неоднозначна. Можно выбрать, например,

$$U(E) = \begin{pmatrix} a & \tilde{H}_{12} \\ b & \tilde{H}_{12} \end{pmatrix}.$$

Теперь

$$[E - \tilde{H}(E) + i\epsilon]^{-1} = [E - \lambda_S(E) + i\epsilon]^{-1}U^{-1}(E)\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}U(E) +$$

$$+[E - \lambda_L(E) + i\epsilon]^{-1}U^{-1}(E)\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}U(E). \tag{10}$$

Выходя за ПВВ (4), но ограничиваясь в (1), (10) вкладами полюсов, которые ведут к экспоненциальной t-зависимости, мы опять получаем две комбинации (5) с комплексными массами

$$M_{S,L} = m_{S,L} - \frac{i}{2}\Gamma_{S,L}, \tag{11}$$

которые являются решениями уравнений

$$M_{S,L} - \lambda_{S,L}(M_{S,L}) = 0. \tag{12}$$

В таком полюсном приближении

$$q_S/p_S = -b/\tilde{H}_{12}|_{E=M_S}, \qquad q_L/p_L = a/\tilde{H}_{12}|_{E=M_L}. \tag{13}$$

CPT-инвариантность ведет к

$$a(E) = -b(E), \tag{14}$$

и в пренебрежении E-зависимостью мы возвращаемся к равенству (6). Однако учет E-зависимости разрушает его и ведет к кажущемуся нарушению CPT-инвариантности. Эта ситуация подобна случаю T-инверсии: как известно, амплитуда распада может содержать T-нечетные корреляции даже при T-инвариантности, если учитывать взаимодействие в конечном состоянии.

Приведем следствия полюсного приближения.

1. Амплитуды $P_{KK}(t)$ и $P_{\bar{K}\bar{K}}(t)$ совпадают при CPT-инвариантности. Отношение $r = P_{\bar{K}K}(t)/P_{K\bar{K}}(t)$ меняется с t, если CP нарушено. Отличие $r(t)$ от const падает с ростом t как $\exp[-\frac{1}{2}t(\Gamma_S - \Gamma_L)]$. Эти свойства качественно согласуются с общими утверждениями Халфина [3,4].

2. В полюсном приближении существуют две комбинации K_S и K_L, которые имеют независимую экспоненциальную эволюцию во времени. Это не согласуется с соответствующим утверждением Халфина [3,4]. Напомним, однако, что при CP-несохранении K_S и K_L неортогональны, а также содержат кажущееся CPT-нарушение, как объяснялось выше (см. (13)). Более того, если CP нарушено, то выделение двух независимых комбинаций K_S, K_L становится возможным лишь в пренебрежении неполюсными вкладами, имеющими неэкспоненциальную t-зависимость. При учете таких членов и это утверждение Халфина становится правильным.

Уже грубые оценки показывают, что различия между полюсным приближением и ПВВ количественно малы и, скорее всего, не превышают неэкспоненциальных поправок. Обнаружить их (и "нарушение" CPT) экспериментально, видимо, будет трудно. Однако их существование и свойства интересны с принципиальной точки зрения.

Автор благодарен Л.А.Халфину за детальные обсуждения его результатов. Эта работа поддержана частично грантом фонда Сороса, присуждаемым Американским Физическим Обществом.

---

1. V.F.Weisskopf and E.P.Wigner, Zeit. f. Phys. **63**, 54 (1930); **65**, 18 (1930).
2. T.D.Lee, R.Oehme, and C.N.Yang, Phys. Rev. **106**, 340 (1957).
3. L.A.Khalfin, in "Group Theoretical Methods in Physics (Proc. of the 3rd Seminar, Yurmala, May 1985)", **2**, M.: "Nauka", 1986, p.608.
4. L.A.Khalfin. CPT preprint DOE-ER 40200211, February 1990.
5. C.B.Chiu and E.C.G.Sudarshan, Phys. Rev. **D42**, 3712 (1990).
6. T.D.Lee, Phys. Rev. **95**, 1329 (1954).
7. N.Byers, S.W.McDowell, and C.N.Yang, in "High Energy Physics and Elementary Particles", Vienna, 1965, p.953.
8. С.М.Биленький, ЭЧАЯ I, 227 (1970).