

8

0 - 51



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Э.О. Оконов

P - 1423

О СРЕДНЕМ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ
ДОЛГОЖИВУЩЕГО K^0 -МЕЗОНА

Дубна 1963

Э.О.Оконов

P - 1423

2141/3 чг.

О СРЕДНЕМ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ
ДОЛГОЖИВУЩЕГО K^0 -МЕЗОНА

Дубна 1983

В настоящее время точное измерение среднего времени жизни долгоживущего K^0 -мезона (τ_2) является одной из первостепенных экспериментальных задач. Как известно, правило отбора $\Delta I = \frac{1}{2}$ для лептонных и нелептонных распадов K - частиц связывает определенными соотношениями абсолютные вероятности различных типов распадов K^+ и K_2^0 -мезонов. Используя эти соотношения и экспериментальные данные о распадных свойствах K^+ -мезона, можно вычислить среднее время жизни K_2^0 -мезона, которое при этих предположениях оказывается равным $\tau_2 \approx 5 \cdot 10^{-8}$ сек. Представляет интерес сравнить это предсказание правила отбора $\Delta I = \frac{1}{2}$ с экспериментальным значением τ_2 .

Точное измерение τ_2 и относительной вероятности различных типов K_2^0 -распада позволяет также проверить следствия правила отбора $\Delta I = \frac{1}{2}$ для отдельных распадных каналов (как лептонных, так и нелептонных).

К сожалению, имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные относительно τ_2 немногочисленны и статистически плохо обеспечены. Причины этого - в серьезных экспериментальных трудностях решения рассматриваемой проблемы.

Действительно, средний распадный пробег K_2^0 -мезонов довольно велик (несколько метров), а потому трудно в пределах одного детектора заметить уменьшение числа K_2^0 -мезонов за счет распада (как это сделано было, например, для K_1^0 -мезонов).

С другой стороны, отсутствие заряда у K_2^0 -мезона затрудняет создание моноэнергетических пучков этих частиц и их регистрацию до распада. Поэтому в данном случае нельзя применить ни один из вариантов опытов, использованных для измерения среднего времени жизни K^+ -мезонов.

Для определения τ_2 существуют в принципе два различных экспериментальных подхода:

- 1) измерение убывания числа K_2^0 -мезонов по их распадам с помощью двух детекторов (или одного детектора в двух экспозициях) на различных расстояниях от источника K_2^0 -мезонов;
- 2) определение абсолютной вероятности K_2^0 -распада путем одновременной регистрации рождения и распада K_2^0 -частиц.

Каковы экспериментальные особенности этих двух методов? Первый из них требует моноэнергетический пучок K_2^0 -мезонов или, по крайней мере, пучок с известным энергетическим спектром. В литературе сообщалось о создании не очень интенсивных

пучков K_2^0 -мезонов с довольно узким импульсным интервалом^{13/}. В качестве источника K_2^0 -частиц использовалась водородная (или водородосодержащая) мишень, которая облучалась в пучке моноэнергетических π^- -мезонов. При этом K_2^0 -мезоны, рожденные в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$, отбирались детектором под определенным углом к направлению π^- -мезона, чем и обеспечивалась моноэнергетичность регистрируемых K_2^0 -частиц. "Размытие" в энергии возникает при этом за счет реакций $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^0$, а также в результате рождения K^0 -мезонов на нуклонах ядра в стенках и в мишени (если она не чисто водородная). К сожалению, до настоящего времени пучки моноэнергетических K_2^0 -мезонов не использовались для определения среднего времени жизни долгоживущих K^0 -частиц.

Вообще говоря, для измерения τ_2 может быть использован также пучок с известным энергетическим спектром. При этом, однако, возникает необходимость определения этого спектра, что само по себе представляет довольно трудную задачу. Для определения энергии распавшегося K_2^0 -мезона необходимо идентифицировать заряженные продукты распада и измерить их импульсы. Даже при этом условии не удается избежать возникающей при расчете двузначности в значении энергии^{х)}. Эту двузначность можно устранять, если измерять τ_2 по распаду $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и при этом регистрировать (помимо π^+ и π^-) один или оба γ -кванта от π^0 -распада (например, с помощью пузырьковой камеры с тяжелым наполнителем) или отбирая случаи, когда π^0 -мезон распадается через пару Далица^{14/}. Аналогичным образом можно было бы регистрировать до сих пор не наблюдавшийся распад $K_2^0 \rightarrow 2\gamma$, ожидаемая вероятность которого не очень мала^{15,6/}.

Имеется возможность определить энергетический спектр K_2^0 -мезонов из кинематического анализа реакции $K^0 + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$, наблюдаемой в камере, или анализируя распады K_1^0 -мезонов, возникающих при когерентной регенерации в пучке K_2^0 -мезонов. Однако в обоих случаях возникает необходимость учитывать энергетический ход упомянутых процессов, который в настоящее время изучен очень плохо.

Другой серьезной проблемой в рассматриваемом методе измерения τ_2 является мониторингирование, совершенно необходимое при двух экспозициях одного детектора на разных расстояниях от источника K_2^0 -мезонов. При одновременной экспозиции двух детекторов мониторингирование также крайне желательно, хотя соответствующие поправки в принципе можно рассчитать. Для мониторингирования могут быть использованы содержащиеся в нейтральном пучке вместе с K_2^0 -мезонами γ -кванты и нейтроны, которые в результате взаимодействия в детекторе могут дать заряженные (регистрируемые) продукты.

х) Статистический метод определения спектра K_2^0 -мезонов по идентифицированным распадам предложен Г. Тахтамышевым (частное сообщение).

Рассмотрим для простоты случай экспозиции в моноэнергетическом пучке K_2^0 -мезонов с импульсом P . Нетрудно убедиться, что в этом случае среднее время жизни τ_2 может быть в принципе определено из соотношения:

$$1/\tau_2 = \frac{Pc}{m_{K^0}(\ell_2 - \ell_1)} \ln \frac{N_1}{N_2},$$

где ℓ_1 и ℓ_2 - расстояния детектора от источника K_2^0 -мезонов при двух положениях детектора, N_1 и N_2 - приведенные интенсивности K_2^0 -частиц, которые могут быть найдены из соотношений:

$$n_1 = N_1 \int f(\Omega_1) \Delta \Omega_1 \Delta t_1,$$

$$n_2 = N_2 \int f(\Omega_2) \Delta \Omega_2 \Delta t_2.$$

Здесь n - число зарегистрированных K_2^0 -частиц, $f(\Omega)$ - функция углового распределения рожденных K_2^0 -мезонов, усредненная внутри телесного угла $\Delta \Omega$; а Δt фактор, учитывающий время экспозиции и возможные изменения интенсивности во времени.

Аналогичным образом число зарегистрированных "мониторных" частиц для двух экспозиций будет:

$$m_1 = M_1 \int g(\Omega_1) \Delta \Omega_1 \Delta t_1,$$

$$m_2 = M_2 \int g(\Omega_2) \Delta \Omega_2 \Delta t_2,$$

причем здесь приведенные интенсивности одинаковы $M_1 = M_2$ (ослабления за счет распада нет).

Тогда

$$1/\tau_2 = \frac{Pc}{m_{K^0}(\ell_2 - \ell_1)} \ln \frac{n_1 \int g(\Omega_1)}{n_2 \int f(\Omega_1)} \frac{m_2 \int g(\Omega_2)}{m_1 \int g(\Omega_2)}. \quad (1)$$

Для того, чтобы исключить из рассмотрения угловые распределения, необходимо, чтобы обе экспозиции осуществлялись на достаточно больших расстояниях ($\ell \gg$ размеров детектора) под одним и тем же углом к источнику K_2^0 -мезонов. В этом случае $f(\Omega_1) = f(\Omega_2)$ и $g(\Omega_1) = g(\Omega_2)$. Работа с немонотонным пучком K_2^0 -мезонов требует интегрирования соотношения типа (1) по всему спектру K_2^0 -мезонов.

Первая оценка τ_2 была сделана описанным выше методом с помощью камеры Вильсона, экспонированной на различных расстояниях от мишени. Мониторирование проводилось путем регистрации (наряду с K_2^0 -распадами) звезд, образованных в газе камеры нейтронами. В результате было получено $\tau_2 = (8,1^{+3,3}_{-2,4}) \cdot 10^{-8}$ сек^{17/}. Существенным недостатком этого опыта является отсутствие прямых экспериментальных данных о спектре K_2^0 -мезонов. Для оценки τ_2 использовались расчетные энергетические распределения, полученные из статистической теории при весьма произвольных предположениях.

Другой способ определения τ_2 состоит, как уже упоминалось, в измерении абсолютной вероятности K_2^0 -распада. Для этого необходимо осуществить такие экспериментальные условия, при которых можно было бы определить число рожденных K_2^0 -мезонов (например, регистрируя в большой камере одновременно рождение и распад долгоживущих K^0 -частиц). Наиболее привлекательной для этой цели оказывается реакция совместного рождения $\pi^+ p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ (х), в которой число рожденных K^0 -мезонов можно определить по числу Λ^0 -распадов. При этом встает задача оценить относительное число таких случаев, которые сопровождаются K_2^0 -распадами. Кинематический анализ реакции рождения позволяет однозначно определить направление вылета рожденного K^0 -мезона и его энергию. Это обстоятельство существенно облегчает поиски и идентификацию K_2^0 -частиц, распадающихся, как известно, по трехчастичным схемам. Эти распады необходимо выделить из числа аналогичных распадов K_1^0 -мезонов.

Распределение числа трехчастичных распадов (если пренебречь распадным ослаблением K_2^0 -мезонов) будет определяться соотношением:

$$dn = \frac{1}{2} N(\Lambda^0) \cdot \epsilon(t) \{ \Gamma_1(3) \exp(-t/\tau_1) + \Gamma_2(3) \} dt, \quad (2)$$

где $N(\Lambda^0)$ - число видимых Λ^0 -распадов; $\Gamma_1(3)$ и $\Gamma_2(3)$ - вероятности 3-частичных распадов K_1^0 и K_2^0 -мезонов, а $\epsilon(t)$ - эффективность регистрации этих распадов, зависящая в основном от геометрических факторов, которые сравнительно легко оцениваются или определяются непосредственно из угловых и энергетических распределений K_1^0 -мезонов (по распадам $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$). Если использовать достаточно большой детектор и ограничиться областью $t \gg \tau_1$, то первым членом можно пренебречь, и тогда общее число зарегистрированных K_2^0 -распадов будет:

$$n = \frac{1}{2} N(\Lambda^0) \epsilon \Gamma_2(3) \langle t \rangle. \quad (3)$$

Что известно об экспериментах, в которых использовался описанный выше метод? Первая попытка оценить таким способом τ_2 была сделана Берклиевской группой с помощью малой водородной пузырьковой камеры^{/8/}. К сожалению, небольшое число зарегистрированных случаев и малые размеры камеры (≈ 3 средних пробега K_1^0 -мезона) не позволили для определения τ_2 воспользоваться соотношением (3). Поэтому авторы в соответствии с правилом отбора $\Delta Q = \Delta S$ предполагают в своих расчетах $\Gamma_1(3) = \Gamma_2(3)$, что не согласуется с полученными недавно экспериментальными данными: $\Gamma_1(3)/\Gamma_2(3) = 6 \div 12$ ^{/1,9/}. В свете этих данных все 9 зарегистрированных в работе^{/8/} трехчастичных распадов являются скорее всего K_1^0 -распадами, что, вообще говоря, не противоречит полученному распределению по t .

Таким образом, полученная в этой работе величина $\tau_2 = (3,8^{+1,4}_{-1,0}) \cdot 10^{-8}$ является ошибочной, так же как и обычно используемое значение $\tau_2 = (8,1^{+1,6}_{-1,1}) \cdot 10^{-8}$ сек, которое представляет собой средневзвешенное результатов работ^{/7/, /8/}.

х) Можно в принципе использовать также и другие процессы, например, реакцию перезарядки $K^+ + p \rightarrow p + K$.

В работе^{/10/} экспонировалась большая пузырьковая камера с тяжелым наполнителем, что давало возможность наряду с "заряженными" K_2^0 -распадами регистрировать γ -кванты от распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$. Большие размеры камеры позволяли исключить из рассмотрения трехчастичные распады K_1^0 -мезона. Слабой стороной этого эксперимента является относительно большое число фоновых ν^0 -событий, которые имитируют K_2^0 -распады. Основная причина этого, по-видимому, в том, что рождение Λ^0 и K^0 -мезона происходит, как правило, на протоне, связанном в ядре. При этом из-за фермистского движения существенно "портится" кинематика, что создает некоторую неопределенность энергии родившегося K^0 -мезона и направления его вылета.

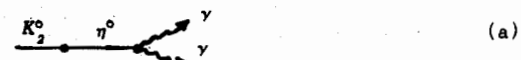
Таким образом, критерии отбора K_2^0 -распадов становятся менее жесткими, и число фоновых ν^0 -событий, имитирующих K_2^0 -распады, увеличивается. Согласно оценке авторов, из 22 "кандидатов" в K_2^0 -распады 9 составляют "фон", что дает в результате $\tau_2 = (5,1^{+2,4}_{-1,3}) \cdot 10^{-8}$ сек. Очевидно, что для того, чтобы в таких условиях избежать систематической ошибки, необходима особая тщательность при оценке фоновых условий. С этой точки зрения результат, полученный в работе^{/11/} с помощью двухметровой жидководородной камеры, заслуживает большего доверия. Однако в данном случае измерялась абсолютная вероятность только "заряженных" K_2^0 -распадов $\Gamma_2(\pm) = (12,0 \pm 2,8) \cdot 10^6$ сек⁻¹, поскольку эффективность регистрации распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ в такой камере очень мала. Для получения величины τ_2 авторы использовали теоретическое значение относительной вероятности этого типа распада, которая ожидается на основании правила отбора $\Delta I = \frac{1}{2}$.

Недавно на синхрофазотроне ОИЯИ была сделана экспериментальная оценка^{/12/}, согласно которой $R = \frac{W(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{заряж.})} = 0,24 \pm 0,08$. Это дает возможность определить τ_2 , используя только экспериментальные величины. В результате получаем:

$$\tau_2 = (6,8^{+2,7}_{-1,7}) \cdot 10^{-8} \text{ сек}. \quad (4)$$

Возможны ли какие-либо другие, до сих пор не обнаруженные, нейтральные моды K_2^0 -распада, которые должны быть также учтены при оценке τ_2 ?

1) Распад $K^0 \rightarrow 2\gamma$ может происходить через виртуальные ρ^0 и π^0 -мезоны.



(a)



(b)

х) В предварительном сообщении, сделанном на Женевской конференции^{/11/}, была дана завышенная оценка для R . Использование этого ошибочного значения для получения величины τ_2 явилось причиной еще одного неверного результата^{/12/}, который по случайным обстоятельствам совпадает с (4).

Как показывают оценки возможного вклада диаграммы (а), относительная вероятность распада $K_2^0 \rightarrow 2\gamma$ составляет 0.02. Если же преобладает диаграмма (б), то эта вероятность примерно на порядок меньше. Таким образом, поправка, связанная с этим распадом, может привести к уменьшению полученной величины τ_2 не более чем на 2%.

2) $K_2^0 \rightarrow 2\pi^0 + \gamma$, согласно имеющимся теоретическим оценкам, составляет не более 1%. Его также можно не принимать во внимание.

3) $K_2^0 \rightarrow 2\pi^0$ запрещен CP - инвариантностью^{/13/}.

4) $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$ запрещен как "0-0" -переход.

5) $K_2^0 \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ запрещен "дважды": в силу продольности нейтрино и как процесс, содержащий нейтральный лептонный ток ($\nu\bar{\nu}$).

Таким образом, ожидаемая вероятность других возможных нейтральных K_2^0 -распадов пренебрежимо мала по сравнению с $W(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)$. Приведенная выше оценка (4) даёт одно из наиболее достоверных значений τ_2 . Однако статистической обеспеченность этого результата явно недостаточна.

Л и т е р а т у р а

1. G.Alexander, S.Almeida, F.Crawford. Phys. Rev. Lett., 9, 69 (1962).
2. М.Аникина, М.Журавлева, Д.Котляревский, З.Манджавидзе, А.Местиришвили, Д.Нягу, Э.Оконов, Н.Петров, В.Русаков, Г.Тахтамышев, Л.Чхаидзе, У Цзун-фань. Препринт ОИЯИ Р-1332, Дубна, 1963.
3. R.Good, R.Matsen, F.Muller, O.Piccoini, W.Powell, H.White, W.Fowler, R.Birge. Phys. Rev., 124, 1233 (1961).
4. Э.Оконов, Н.Петров, В.Русаков, А.Розанова. ЖЭТФ, 39, 67 (1960).
5. C.Bouchiat, J.Neyts, J.Prenki. Physics Lett., 3, 156 (1963).
6. J.Dreitlein, H.Premakoff. Phys. Rev., 124, 268 (1961).
7. M.Bardon. Ann. Phys., 5, 156 (1958).
8. F.Crawford, M.Cresti, R.Dauglass, M.Good, G.Kalbenfleisch, L.Stevenson. Phys. Rev. Lett., 2, 361 (1959).
9. R.Fly, W.Powell, H.White, M.Baldo-Coolin, E.Filippi, H.Huzita, G.Miari, U.Camerini, W.Fry, S.Natali. Phys. Rev. Lett., 8, 132 (1961).
10. J.Darmon, A.Ronsset, J.Sik. Physics Lett., 3, 57 (1962).
11. А.Аникина, М.Журавлева, Д.Котляревский, З.Манджавидзе, А.Местиришвили, Д.Нягу, Э.Оконов, Н.Петров, В.Русаков, Г.Тахтамышев, Л.Чхаидзе, У Цзун-фань. 1962 Int. Conf. High Energy Phys. at CERN, p. 452.
12. F. Crawford. 1962 Int. Conf. High Energy Phys. at CERN, p. 827.
13. М.Аникина, Д.Нягу, Э.Оконов, Н.Петров, А.Розанова, В.Русаков. ЖЭТФ, 42, 130 (1962).