

ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТЕЙ РАСПАДОВ $K \rightarrow \pi e^+ e^-$

В. В. ГЕЙДТ, И. Б. ХРИПЛОВИЧ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АКАДЕМИИ НАУК СССР

(Поступила в редакцию 4 мая 1968 г.)

В работе приведены оценки вероятностей распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- (\pi^\pm \mu^+ \mu^-)$, $K_1 \rightarrow \pi^0 e^+ e^- (\pi^0 \mu^+ \mu^-)$ вследствие слабого и электромагнитного взаимодействий. Показано, что роль диаграмм с тормозным испусканием виртуального кулоновского кванта в распадах K^\pm -мезона сводится лишь к восстановлению поперечности диаграммы с прямым излучением γ -кванта. Учет вклада промежуточных барион-антибарионных состояний приводит к оценке для относительной парциальной ширины распада $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ $r \approx 10^{-7} \div 10^{-6}$, не противоречащей современным экспериментальным данным. При этом оказывается существенным предположение о полюсном характере p -волновых амплитуд нелептонных распадов гиперонов. Для распада $K_1 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ получена оценка $r \approx 10^{-9} \div 10^{-8}$. Обсуждается также распад $K_1 \rightarrow 2\gamma$.

1. Как известно [1-4], распады $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- (\pi^\pm \mu^+ \mu^-)$ и $K_1 \rightarrow \pi^0 e^+ e^- (\pi^0 \mu^+ \mu^-)$ могут идти за счет совокупности слабого и электромагнитного взаимодействий, приводящих к $0-0$ -переходу $K \rightarrow \pi\gamma$, с последующей конверсией виртуального кулоновского кванта в лептонную пару. Распады же $K_2 \rightarrow \pi^0 e^+ e^- (\pi^0 \mu^+ \mu^-)$ в этом порядке по электромагнитному взаимодействию могут идти лишь с нарушением CP -инвариантности. В этом нетрудно убедиться, если учесть, что в переходе $K \rightarrow \pi\gamma$ сохраняется пространственная четность (см. ниже формулу (4)). Кроме того, обсуждаемые распады могут происходить во втором порядке по слабому взаимодействию, в связи с чем их экспериментальное исследование было бы важным для установления пределов применимости теории слабых взаимодействий [5]. С этой точки зрения оценка вероятностей указанных распадов через механизм внутренней конверсии представляет известный интерес. Этот вопрос и рассматривается в настоящей работе. Стоит, пожалуй, отметить, что именно в силу большой подавленности электромагнитного механизма распада $K_2 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ этот распад мог бы оказаться в принципе более удобным для исследования пределов применимости теории слабых взаимодействий, чем распад $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$.

2. Найдем сначала общий вид амплитуды перехода $K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma$. Вклад «тормозных» диаграмм a и b (см. рис. 1) в этот матричный элемент равен

$$M_{1\mu} + M_{2\mu} = -e \frac{g(m^2) - g(\mu^2)}{m^2 - \mu^2} (2k - q)_\mu \quad (1)$$

Здесь k_μ и q_μ — импульсы K -мезона и γ -кванта, m и μ — массы K - и π -мезонов, $g(k^2)$ — амплитуда $K-\pi$ -перехода. Сумма (1), очевидно, не содержит полюса по $m^2 - \mu^2 = 2kq - q^2$. Заметим также, что постоянная часть $g(k^2)$ из ответа вообще выпадает. Однако это выражение не является поперечным по q . Для выполнения условия поперечности его следует дополнить вкладом «нетормозной» диаграммы v . При этом либо непоперечная часть ее матричного элемента $M_{3\mu}$ начисто компенсирует сумму (1), либо эта непоперечная часть дополняет выражение (1) до

поперечного. Во втором случае $M_{3\mu}$ можно представить в виде

$$M_{3\mu} = bk_\mu + \bar{M}_\mu \quad (2)$$

где \bar{M}_μ удовлетворяет условию поперечности $q_\mu \bar{M}_\mu = 0$. (Слагаемое, пропорциональное второму независимому 4-вектору процесса q_μ , всегда может быть включено вместе с соответствующей частью из bk_μ в \bar{M}_μ .) Тогда требование

$$q_\mu (M_{1\mu} + M_{2\mu} + M_{3\mu}) = 0$$

приводит к соотношению

$$b = e \frac{g(m^2) - g(\mu^2)}{kq} \quad (3)$$

Однако матричный элемент нетормозной диаграммы $M_{3\mu}$ не может содержать полюса ни по одному из инвариантов (электромагнитные формфакторы адронов не учитываются), в том числе и полюса по kq , имеющийся в выражении (3). Таким образом, непоперечная часть диаграммы v должна сокращаться с суммой (1). Иными словами, роль тормозных диаграмм в процессе $K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma$ сводится лишь к восстановлению поперечности диаграммы v , соответствующей прямому испусканию γ -кванта¹⁾.

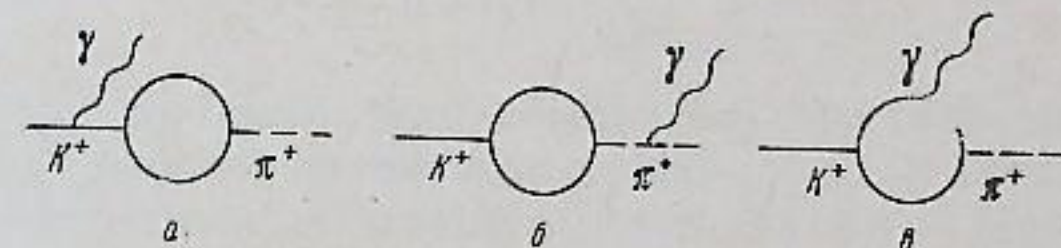


Рис. 1

Отсюда ясно, между прочим, что оценка вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$, сделанная в [4] на основании учета главным образом тормозных диаграмм, является совершенно неправильной. Поэтому не имеет отношения к действительности оценка амплитуды $K-\pi$ -перехода, полученная в [6] на основании результатов статьи [4].

Таким образом, не только матричный элемент $M_{3\mu}$ нетормозной диаграммы, но и вся амплитуда M_μ перехода $K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma$ не может содержать полюсных слагаемых. С учетом условия поперечности $q_\mu M_\mu = 0$ она может быть поэтому записана в виде

$$M_\mu = ea(k_\mu q^2 - q_\mu(kq)) \quad (4)$$

То, что матричный элемент перехода $K_1 \rightarrow \pi^0 \gamma$ записывается в таком виде, очевидно. Так что общая структура амплитуды перехода $K \rightarrow \pi\gamma$ не зависит от того, является ли распадающийся K -мезон заряженным или нейтральным.

Для случая реального кванта при умножении на его вектор поляризации e_μ выражение (4) обращается в нуль, так как $q^2 = 0$ и $(eq) = 0$. Кроме того, в системе покоя K -мезона и $(ek) = 0$. Таким образом, то, что реальный распад $K \rightarrow \pi\gamma$ запрещен, видно непосредственно из формулы (4).

Полный матричный элемент распада $K \rightarrow \pi e^+ e^-$ с учетом сохранения электромагнитного тока лептонов j_μ можно записать в виде

$$M = ae^2 k_\mu j_\mu \quad (5)$$

Отсюда нетрудно получить следующее выражение [2] для вероятности

¹⁾ Это утверждение имеет место, строго говоря, только если пренебречь различием электромагнитных формфакторов π - и K -мезонов.

распада $K \rightarrow \pi e^+ e^-$:

$$\Gamma = 0,56 a^2 \frac{\alpha^2 m^5}{192\pi} \quad (6)$$

Здесь $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$, коэффициент 0,56 возникает из-за учета конечной массы π -мезона. В случае распада $K \rightarrow \pi \mu^+ \mu^-$ учет конечной массы мюона приводит к уменьшению поправочного коэффициента с 0,56 до 0,11, так что вероятность мюонного распада оказывается в пять раз меньше [2].

3. Перейдем теперь к оценке коэффициента в формуле (4) для перехода $K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma$. Заметим прежде всего, что указанное выше двукратное сокращение — сначала постоянной части амплитуды $K - \pi$ -перехода в диаграммах 1, а и б, а затем суммы этих диаграмм с непоперечной частью диаграммы 1, в — улучшает сходимость возникающих фейнмановских (или дисперсионных) интегралов и усиливает роль низших промежуточных состояний в переходе $K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma$.

Рассмотрим вклад барион-антибарионного промежуточного состояния в рассматриваемый переход. Если вершину p -волнового нелептонного слабого перехода с изменением странности $B \rightarrow B\pi$ или $B \rightarrow BK$ считать точечной [3], то получается следующее выражение для коэффициента a :

$$a = \frac{g g}{16\pi^2 M^2} (2/3 - \mu_1 + \mu_2) \quad (7)$$

Здесь M — масса бариона (разностью масс барионов мы пренебрегаем, где это возможно), g и g — соответствующие слабая и сильная константы, μ_1 и $(-\mu_2)$ — аномальные магнитные моменты соответственно бариона и антибариона.

Рассмотрим сначала вклад промежуточного состояния $p\Lambda$ [3]. В этом случае $\mu_1 = \mu_p = 1,8$, $\mu_2 = \mu_\Lambda = -1,0$ [2], так что учет аномальных магнитных моментов втрое увеличивает матричный элемент. Используя экспериментальные значения вероятности распада $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и коэффициента асимметрии α в этом распаде [7], через которые можно выразить константу g , получаем следующую оценку отношения парциальной ширины распада $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ к полной ширине K^+ -мезона

$$r = \Gamma / \Gamma_+ \approx 4 \cdot 10^{-6} \quad (8)$$

Этот результат резко расходится с соответствующей оценкой ($r \approx 10^{-7}$) в работе [3]. Расхождение обусловлено прежде всего учетом аномальных магнитных моментов, повышающим в данном случае результат на порядок.

Однако оценка (8), по-видимому, противоречит экспериментальным данным, дающим для верхней границы r значения [6, 8, 9] $1,1 \cdot 10^{-6}$; $1,6 \cdot 10^{-6}$; $4 \cdot 10^{-7}$. Попытаемся учесть остальные возможные барион-антибарионные промежуточные состояния. Если неизвестные слабые вершины, в которых меняется странность, связать с полученными экспериментально параметрами асимметрии в нелептонных распадах гиперонов [7], предполагая, что соответствующая часть гамильтониана слабого взаимодействия преобразуется как компонента октета, то в результате получим

$$r \approx 2 \cdot 10^{-5} \quad (9)$$

Эта оценка превышает последний экспериментальный результат [9] для верхней границы обсуждаемого распада в 50 раз.

Среди достаточно низких по массе промежуточных состояний не удастся найти таких, вклад которых был бы сравним с вычисленным указанным выше.

²⁾ Для оценки аномальных магнитных моментов гиперонов и сильных констант здесь и в дальнейшем используются предсказания $SU(3)$ -симметрии.

занным способом вкладом барионных петель и учет которых мог бы, таким образом, существенно уменьшить найденную вероятность распада.

Отметим, что учет электромагнитных формфакторов адронов в обсуждаемой задаче, по существу не влияет на оценки, так как q^2 во вся-

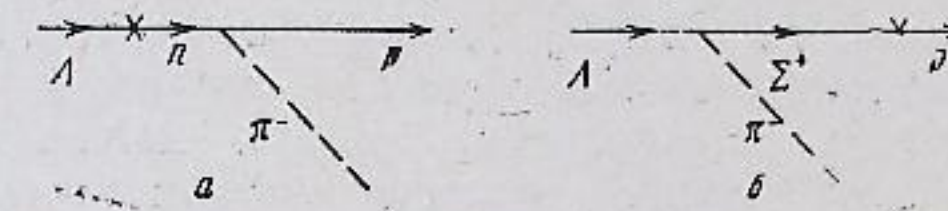


Рис. 2

ком случае не превышает $(m - \mu)^2$; к тому же в нашем случае $q^2 > 0$, так что формфакторы будут больше единицы. Все это верно, по крайней мере, если не учитывать схода с массовой поверхности по заряженным частицам.

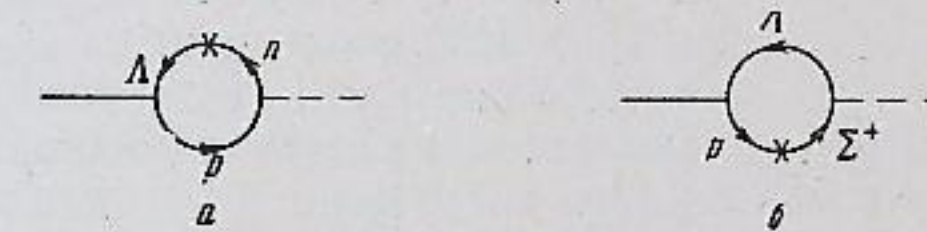


Рис. 3

Однако, как указал авторам А. И. Вайнштейн, если учесть различие электромагнитных формфакторов π - и K -мезонов, вклад в a дают также диаграммы 1, а, б. Если аппроксимировать π -мезонный формфактор вкладом ρ -мезона, а K -мезонный — вкладами ρ -, ω - и ϕ -мезонов, то, пренебрегая разностью масс ρ - и ω -мезонов и изменением $g(k^2)$, получаем

$$a = - \frac{2}{3} \frac{g(m^2)}{m^2 - \mu^2} \left(1 - \frac{1}{m_\rho^2} - \frac{1}{m_\phi^2} \right) \quad (10)$$

Если использовать значение амплитуды $K - \pi$ -перехода $g(m^2)$, получающееся с помощью гипотезы частичного сохранения аксиального тока из амплитуды распада $K_1 \rightarrow 2\pi$, то (10) приводит к следующей оценке:

$$r = 0,5 \cdot 10^{-6} \quad (11)$$

Однако полученную оценку (9) для r можно резко понизить, если предположить, что основной вклад в p -волновую амплитуду нелептонных распадов гиперонов дают полюсные диаграммы [10], например приведенные на рис. 2, а, б для распада $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. В этом случае большая величина указанной амплитуды обусловлена наличием в ней малого знаменателя — разности масс барионов. Если такую модель p -волнового распада использовать для оценки коэффициента a , то эта величина уменьшится по сравнению с прежним значением в несколько раз, так как при вычислении барионной петли никаких малых знаменателей не возникнет.

Приведем значение коэффициента a , получающееся при учете испускания фотона из любой линии диаграмм а, б (см. рис. 3)

$$a = \frac{g_{Kp\Lambda}}{48\pi^2 M^3} [g_{\pi\Lambda\Sigma} \gamma_{p\Sigma} (3 - \mu_p - \mu_{\Sigma^+} + \mu_\Lambda) + g_{\pi p n} \gamma_{n\Lambda} (1 - \mu_p + \mu_n + \mu_\Lambda)] \quad (12)$$

Здесь γ — константа слабого $B - B$ -перехода. Численное значение коэффициента a по формуле (12) найти не удастся. Чтобы связать его с параметром асимметрии в распаде $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, необходимо знать связь между

константами $\gamma_{\rho\pi}$ и $\gamma_{\pi\pi}$. Предположение о том, что гамильтониан слабого $B \rightarrow B$ -перехода является восьмой компонентой октета, а сильные вершины $SU(3)$ симметричны, не удается согласовать с экспериментальными значениями параметров асимметрии во всех нелептонных распадах гиперонов. Такого согласования можно достигнуть, если наряду с диаграммами типа 2, а, б учесть [10] диаграммы типа изображенной на рис. 4. Однако полученное отсюда значение амплитуды $K \rightarrow \pi$ -перехода на порядок отличается от величины, которую можно получить с помощью гипотезы частичного сохранения аксиального тока из амплитуды распада $K_1 \rightarrow 2\pi$ [11]. Поэтому мы ограничимся лишь оценкой по порядку величины, что приводит к

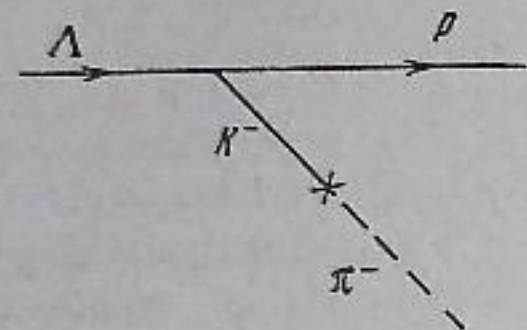


Рис. 4

Эта оценка r не противоречит существующим экспериментальным данным [6, 8, 9]. Вклад других двухчастичных состояний, например, $\rho\pi$, оказывается того же порядка, а вклад даже

$$r \approx 10^{-7} \div 10^{-6}. \quad (13)$$

нижшего по массе трехчастичного состояния 3π оказывается пренебрежимо малым, так что оценка (13) величины r является относительно надежной.

Аналогично можно учесть вклад барионных петель в распад $K_1 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Для этого распада относительная парциальная ширина оказывается равной:

$$r \approx 10^{-9} \div 10^{-8}. \quad (14)$$

Если учесть тормозное излучение виртуального γ -кванта K^0 -мезоном, т. е. переход $K_1 \rightarrow K_2 \gamma$, отличный от нуля при $q \neq 0$, снова аппроксимируя электромагнитный формфактор K^0 -мезона вкладами ρ -, ω - и ϕ -резонансов (тормозное излучение π^0 -мезоном запрещено сохранением зарядовой четности), то мы приходим к выражению для a , совпадающему с (10). Численная оценка (14) для распада $K_1 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ при этом существенно не меняется.

Резкое различие между (13) и (14) обусловлено, конечно, тем, что времена жизни K_1^- и K^+ -мезонов сами по себе отличаются на два порядка.

4. Обсудим вкратце распад $K_1 \rightarrow 2\gamma$, рассмотренный также в работе [3]. Если рассматривать лишь диаграммы с двумя заряженными π -мезонами в промежуточном состоянии без учета сильного взаимодействия между ними, то амплитуду процесса можно записать в виде

$$M_{\mu\nu} = \frac{agf}{\pi} \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_{1\nu}q_{2\mu}}{(q_1q_2)} \right). \quad (15)$$

Здесь q_1 и q_2 — импульсы, а μ и ν — индексы, указывающие поляризацию соответственно первого и второго фотонов, g — константа распада $K_1 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, а $f = 0,36 - 0,58 i$. Утверждение о логарифмической расходимости этой амплитуды, содержащееся в статье [3], является ошибочным. Однако численная оценка относительной парциальной ширины распада $K_1 \rightarrow 2\gamma$ у нас практически такая же, как и в [3]:

$$r(K_1 \rightarrow 2\gamma) \approx 2 \cdot 10^{-5}. \quad (16)$$

Авторы благодарны А. И. Вайнштейну и Б. Л. Иоффе за обсуждения.

Литература

- [1] R. H. Dalitz. Phys. Rev., 99, 915, 1955.
- [2] Л. Б. Окунь, А. П. Рудик. ЖЭТФ. 39, 600, 1960.
- [3] N. Cabibbo, E. Ferrari. Nuovo Cim., 18, 928, 1960.
- [4] M. Baker, S. L. Glashow. Nuovo Cim., 25, 857, 1962.
- [5] Б. Л. Иоффе, Е. П. Шабалин. Препринт № 512, ИТЭФ, 1967.
- [6] U. Camerini, D. Cline, W. F. Fry, W. M. Powell. Phys. Rev. Lett., 13, 318, 1964.
- [7] A. H. Rosenfeld, A. Barbaro-Galtieri, W. J. Podolsky et al. Rev. Mod. Phys., 39, 1, 1967.
- [8] V. Bisi, R. Cester, A. Marzari Chiesa, M. Vigone. Phys. Lett., 25B, 572, 1967.
- [9] D. Cline, W. Fry, A. Haggerty, J. Singleton. Heidelberg Conf. 1967 (цитируется по таблицам, выпущенным Семинаром по проблемам нарушения CP -инвариантности. Москва, январь 1968).
- [10] B. W. Lee, A. R. Swift. Phys. Rev., 136, B228, 1964.
- [11] M. Sazuki. Phys. Rev., 144, B1154, 1966.

ESTIMATE FOR PROBABILITIES OF DECAYS $K \rightarrow \pi e^+ e^-$

V. V. HEIDT, I. B. KHRIPLOVICH

Probabilities of the decays $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$ ($\pi^\pm \mu^+ \mu^-$), $K_1 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ ($\pi^0 \mu^+ \mu^-$) due to the weak and electromagnetic interactions are estimated. It is shown that the only role of the diagrams with the virtual Coulomb brehmsstrahlung in the K^\pm -meson decays is to restore the transversity of the diagram with direct γ -quantum emission. Taking into account the baryon-antibaryon intermediate states the branching ratio of the $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ decay is estimated to be $r \approx 10^{-7} \div 10^{-6}$ that does not contradict to the present experimental data. In so doing the assumption about the pole structure of the p -wave amplitudes of the nonleptonic hyperon decays is essential. For the $K_1 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ decay an estimate $r \approx 10^{-9} \div 10^{-8}$ is obtained. The $K_1 \rightarrow 2\gamma$ decay is also discussed.