

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-85-836

В.Н.Первушин, Н.А.Сариков*

КИРАЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ
НАРУШЕНИЯ ПРАВИЛА $\Delta T=1$
В СЛАБЫХ НЕЛЕПТОННЫХ РАСПАДАХ
ОЧАРОВАННЫХ АДРОНОВ

* Институт ядерной физики АН УзССР.

1985

В настоящее время накапливается экспериментальный материал ^{/1/} по нелептонным распадам очарованных мезонов. Эти данные указывают на приближенное правило отбора $\Delta T = 1$. Это правило пока не имеет теоретического объяснения, как и правило $\Delta T = 1/2$ для нелептонных распадов странных адронов.

Вместе с тем, существует компактное феноменологическое описание правила $\Delta T = 1/2$ и его нарушения в рамках киральных лагранжианов (путем поворота зарядных токов на угол Кабиббо вокруг 7-оси пространства SU_3) ^{/2/}.

В настоящей работе мы попытаемся применить киральное описание к правилу отбора $\Delta T = 1$ и его нарушению. Вычислим относительные вероятности двухчастичных распадов D и F -мезонов. Определим также разность масс D^0 и \bar{D}^0 -мезонов в предположении, что она обусловлена различными виртуальными состояниями, в которые могут переходить эти мезоны. В таком предположении была оценена разность масс K^0 и \bar{K}^0 мезонов ^{/2/}.

Лагранжиан слабого нелептонного взаимодействия, с правилом отбора $\Delta T = 1$ имеет вид ^{/3/}

$$L_w = \frac{G}{\sqrt{2}} (J_\mu^{1-i2} J_\mu^{13-i14} - J_\mu^{6+i7} J_\mu^{9-i10} + \text{э.с.}), \quad (1)$$

где $G = 10^{-5}/M_p^2$ - константа Ферми, J_μ^i - 15-плет токов

$$J_\mu^i = -\frac{F_\pi}{2} \text{tr} \left[\partial_\mu \hat{\pi} \lambda^i - \frac{i}{2F_\pi} (\hat{\pi} \overleftrightarrow{\partial}_\mu \hat{\pi}) \lambda^i \right] + O(F_\pi^{-1})$$

$\hat{\pi} = \lambda^k \pi_k$, π_k - 15-плет O^- -мезонов, λ^i - матрицы Гель-Манна, $F_\pi = 93$ МэВ. Производя поворот ^{/4/} токов в L_w вокруг 7-оси пространства SU_4 , имеем

$$L_w(\theta_c) = \frac{G}{\sqrt{2}} \left\{ \cos^2 \theta_c [J_\mu^{1-i2} J_\mu^{13-i14} - J_\mu^{6+i7} J_\mu^{9-i10} + \text{э.с.}] \right. \\ \left. + \cos \theta_c \sin \theta_c [J_\mu^{4-i5} J_\mu^{13-i14} - J_\mu^{1-i2} J_\mu^{11-i12} - (J_\mu^3 - \sqrt{3} J_\mu^8) J_\mu^{9-i10} + \text{э.с.}] \right. \\ \left. - \sin^2 \theta_c [J_\mu^{4-i5} J_\mu^{11-i12} + J_\mu^{6+i7} J_\mu^{9-i10} + \text{э.с.}] \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\sin \theta_c = m_\pi/m_K$, $J_\mu^{a+ib} = J_\mu^a + i J_\mu^b$.

Первый член (2) описывает кабиббовски-разрешенные распады (с $\Delta T = 1$). Второй и третий члены описывают кабиббовски-запрещенные распады (соответственно с $\Delta T = 1/2$ и $\Delta T = 0$).

Амплитуды двухчастичных нелептонных распадов D^0 , D^+ и F^{\pm} мезонов, вычисленные с помощью (2), приведены в таблице. Сравним наши результаты с известными в настоящее время экспериментальными отношениями вероятностей /1/:

$$W(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0) : W(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0,9 \pm 0,5 \quad (3)$$

для кабиббовски-разрешенных мод распадов;

$$W(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+) : W(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) = 0,3 \pm 0,2 \quad (4a)$$

$$W(D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) : W(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) < 0,3 \quad (4b)$$

$$W(D^0 \rightarrow K^+ K^-) : W(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 3,4 \pm 1,9 \quad (4b)$$

для кабиббовски-запрещенных мод распадов.

Используя амплитуды $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$ и $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (см. табл.) для отношения их вероятностей, получим значение 0,6, что находится в разумном согласии с экспериментом. Удовлетворительное согласие имеет место также для (4a) и (4b), теоретические значения которых 0,08 и 0,1, в то время как для (4b) теория дает 0,03, т.е. на два порядка меньше экспериментального значения. Заметим, что малость теоретического значения обусловлена отношением фазовых объемов для распадов $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ и $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (так как их амплитуды имеют один и тот же порядок). Несмотря на ряд попыток, такое "аномальное" значение отношения этих распадов еще не имеет теоретического обоснования. Например, в работе /5/ в рамках $SU_3 \times SU_3$ -симметрии получено значение 0,8, что тоже значительно меньше экспериментального. Возможно, что в этих распадах существенны полюсные вклады 0^+ -мезонов /5/ (которые, однако, выходят за рамки данной работы).

Рассмотрим теперь проблему $D^0 - \bar{D}^0$ осцилляции, которая в настоящее время не имеет удовлетворительного теоретического объяснения.

Имеющиеся теоретические предсказания /7,8/ для разности масс D^0 и \bar{D}^0 (Δm_D) резко отличаются друг от друга. В стандартной модели Δm_D должна быть значительно меньше, чем Δm_K (разность масс K^+ и K^0) /8/. Однако недавно Вольфенштейном было замечено /9/, что Δm_D обусловлена эффектами больших расстояний, и

поэтому не может быть вычислена в стандартной теории^x). В качестве разумного приближения для оценки Δm_D он предложил рассмотреть виртуальные адронные состояния. Предполагая, что основной вклад в Δm_D должны давать виртуальные $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -состояния и используя эмпирическую оценку $B(D^0 \rightarrow \pi\pi + K\bar{K}) \sim 0,01$, он получил

$$\Delta m_D \sim 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ эВ.} \quad (5)$$

Попытаемся с помощью (2) оценить разность масс D^0 и \bar{D}^0 -мезонов Δm_D . Предположим, что она точно так же, как Δm_K , обусловлена различными виртуальными состояниями /2/, на которые D^0 и \bar{D}^0 распадаются.

Рассмотрим вклад в Δm_D одномезонной полюсной диаграммы (где M - псевдоскалярный мезон)

$$\begin{array}{c} D \quad \quad M \quad \quad D \\ \quad \quad \quad w \quad \quad w \end{array}$$

Слабые вершины определяются лагранжианом

$$L_w = -\sqrt{2} G F_x^2 [\cos^2 \theta_c (\partial_\mu D_L \partial_\mu K_L + \partial_\mu D_s \partial_\mu K_s) - \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \theta_c \sin \theta_c \partial_\mu (\pi^0 - \sqrt{3} \eta) \partial_\mu D_L - \sin^2 \theta_c (\partial_\mu D_L \partial_\mu K_s - \partial_\mu D_s \partial_\mu K_L)], \quad (6)$$

где $D_{L(s)} = [D^0 + (-)\bar{D}^0]/\sqrt{2}$.

Так как $\sin^2 \theta_c \ll 1$, то вкладом последнего члена можно пренебречь. Амплитуда переходов $D \rightarrow M \rightarrow D$ связана с Δm_D соотношением /6/

$$\Delta m_D = \frac{1}{2 m_D} [T_{D_L \rightarrow M \rightarrow D_L} - T_{D_s \rightarrow M \rightarrow D_s}], \quad (7)$$

где $m_D = 1,865 \text{ ГэВ}$ - средняя масса D^0 и \bar{D}^0 /1/.

^x В этой теории Δm_D обусловлена четырехугольными диаграммами с промежуточными d и s кварков. Механизм ГИМ приводит к тому, что основной импульс не превышает m_s , и, следовательно, методы малых расстояний негодны.

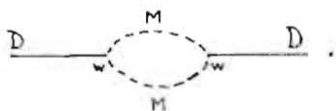
Используя (6), отсюда получим

$$\Delta m_D = \cos^2 \theta_c \sin^2 \theta_c G^2 F_\pi^4 (4m_D^2 + 3m_\eta^2) / (2m_D) + 2 \cos^2 \theta_c G^2 F_\pi^4 \Delta m_K.$$

Поскольку $\Delta m_K \sim G^2$, то Δm_D в основном определяется лагранжианом $\Delta T = I/2$ перехода $(-\sin \theta_c \cos \theta_c)$, вклад которого равен

$$\Delta m_D = 3 \cdot 10^{-6} \text{ эВ.} \quad (8)$$

Оценим вклад диаграммы с двумя виртуальными мезонами



В приближении безмассовых виртуальных состояний ее вклад в Δm_D определяется согласно формуле /2/

$$\Delta m_D \sim \frac{1}{\pi} \ln \left(\frac{4\pi F_D}{m_D} \right) (W_{D \rightarrow \pi\pi} - W_{D \rightarrow K\bar{K}}), \quad (9)$$

где $W_{D \rightarrow \pi\pi}$ - сумма вероятностей распадов $D \rightarrow \pi\pi$, $D \rightarrow K\bar{K}$; $F_D > F_\pi$. Используя (2), отсюда получим

$$|\Delta m_D| \leq 4 \cdot 10^{-8} \text{ эВ.} \quad (10)$$

Заметим, что, если в (9) подставить экспериментальные значения вероятностей $1/\pi \ln(4\pi F_D/m_D) W(D \rightarrow \pi\pi + K\bar{K})$, то получим $|\Delta m_D| \leq 2 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}$, т.е. по абсолютной величине меньше, чем в (8).

Что касается диаграмм с большим числом виртуальных состояний, то их вклад в случае каонов (как было показано с помощью суперпропагаторного метода /2/) по порядку величины совпадает с вкладом диаграммы с двумя виртуальными пионами. Поэтому можно надеяться, что вклад остальных всевозможных диаграмм в Δm_D имеет по крайней мере тот же порядок, что и (10). Тогда Δm_D в основном определяется вкладом (8) диаграммы с одним виртуальным мезоном, обусловленной слабыми переходами с $\Delta T = I/2$. Это противоречит предположению Вольфенштейна о пренебрежимой малости вклада диаграмм с виртуальными π^0 , η - состояниями по сравнению с вкладом $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ - виртуальных состояний.

Амплитуды распадов D- и F- мезонов, вычисленные с помощью лагранжиана (2), где $G' \equiv G F_\pi$, $C \equiv \cos \theta_c$, $S \equiv \sin \theta_c = 0,27/2/$

Тип распада	Амплитуда
$F^+ \rightarrow K^+ \pi^0$	$G' c s (m_K^2 - m_\pi^2) / \sqrt{2}$
$F^+ \rightarrow K^+ \eta$	$- G' c s (2m_F^2 + m_\eta^2 - 3m_K^2) / \sqrt{6}$
$F^+ \rightarrow K^0 \pi^+$	$- G' c s (m_F^2 + m_\pi^2 - 2m_K^2)$
$F^+ \rightarrow K^+ K^0$	$- G' s^2 (2m_F^2 - m_K^2 - m_{K^*}^2)$
$D^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0$	$G' c s (m_D^2 - m_K^2)$
$D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	$G' c s (m_D^2 - m_\pi^2) / \sqrt{2}$
$D^+ \rightarrow \pi^+ \eta$	$- G' c s (m_D^2 - m_\eta^2) / \sqrt{6}$
$D^+ \rightarrow K^+ \pi^0$	$G' s^2 (m_D^2 + m_\pi^2) / \sqrt{2}$
$D^+ \rightarrow K^+ \eta$	$- G' s^2 (m_D^2 + 3m_K^2 - 4m_\eta^2) / \sqrt{6}$
$D^+ \rightarrow K^0 \pi^+$	$- G' s^2 (m_D^2 + m_K^2 - 2m_\pi^2) / \sqrt{2}$
$D^0 \rightarrow K^+ K^-$	$G' c s (m_D^2 - m_K^2)$
$D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$G' c s (m_D^2 - m_\pi^2)$

В настоящее время измерен лишь верхний предел $1/|\Delta m_D| \leq 6,5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$, который во всяком случае не противоречит теоретическим оценкам. Однако проверка этих оценок возможна только при более точных измерениях Δm_D (знак Δm_D позволил бы определить тип доминирующей диаграммы).

Таким образом, основными выводами данной работы являются следующие:

1) нарушение правила отбора $\Delta T = I$ путем поворота киральных токов на угол Кабиббо θ_c вокруг 7-оси SU_4 - пространства приво-

дит к слабым переходам с правилами отборов $\Delta T = 1/2$ и 0 (соответствующие лагранжианы которых $\sim \sin\theta_c \cos\theta_c$ и $\sim \sin^2\theta_c$);

2) такой путь нарушения удовлетворительно описывает имеющиеся экспериментальные распады по двухчастичным нелептонным распадам очарованных мезонов, за исключением $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $D^0 \rightarrow K^+ K^-$;

3) разность масс D^0 и \bar{D}^0 мезонов обусловлена виртуальными π^0 и η - состояниями, что находится в противоречии с предположением, сделанным в работе /9/.

Литература

1. Review of Partical Properties. Rev. Mod. Phys., 1984, 56, No 2.
2. Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов М., Атомиздат, 1978.
3. Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н. ЯФ, 19-79, 29, 450.
4. Ebert D., Volkov M.K. Fortsch der Physik, 1981, 29, 36.
5. Kamal A.N. et al. Phys. Rev., 1985, D 31, 1035.
6. Marshak R.E. et al. Theory of weak interactions in partical Physics N.Y., 1968.
7. Glaehov S.L. et al. Phys. Rev., 1970, D2, 1285; Gallard M.K., Lee B.W. Phys. Rev., 1974, D10, 897. Kingsley R.L. et al. Phys. Lett., 1976, 63B, 329.
8. Chau L.L. Phys. Rep., 1983, 95C, 1.
9. Wolfenstein L. Pittsburgh preprint CMU-HEP-85-10, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 ноября 1985 года.

Внимание организаций и лиц, заинтересованных в получении публикаций Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Первушин В.Н., Сариков Н.А. P2-85-836
Киральный механизм нарушения правила $\Delta T=1$ в слабых нелептонных распадах очарованных адронов

Предложен киральный феноменологический лагранжиан для описания слабых нелептонных распадов очарованных адронов, нарушающих правила отбора $\Delta T=1$. Вычислены амплитуды двухчастичных нелептонных распадов очарованных мезонов. Теоретические отношения вероятностей распадов /за исключением $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ / находятся в удовлетворительном согласии с имеющимися экспериментальными данными. С помощью полученного лагранжиана сделана оценка разности масс нейтральных D-мезонов. Показано, что эта разность в основном обусловлена виртуальными одномезонными состояниями, вклад которых равен $3 \cdot 10^{-6}$ эВ, что не противоречит эксперименту.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой.

Pervushin V.N., Sarikov N.A. P2-85-836
Chiral Mechanism of Breaking the $\Delta T=1$ Rule in Nonleptonic Decays of Charmed Hadrons

The phenomenological chiral Lagrangian is proposed for description of nonleptonic weak decays of hadrons violating the selected rule $\Delta T=1$. The two-body nonleptonic decays of charmed mesons are calculated. The theoretical ratios of decay rates (except for $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ and $D^0 \rightarrow K^+ K^-$) are in satisfactory agreement with the available experimental data. By means of derived Lagrangian the estimation of the mass difference of neutral D-mesons is made. It is shown that the difference is generally due to the virtual single-meson states the contribution of which is equal to $3 \cdot 10^{-6}$ eV that do not contradict the experiment.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985