

значительно больше, чем K_1^0 -мезонов. Различие во временах жизни связано с тем, что только для K_1^0 разрешён распад на 2π (при условии сохранения CP -чётности) и ширина этого распада наибольшая из всех парциальных ширин распадов K -м. Если, далее, пучок K_2^0 взаимодействует опять с веществом, то когерентность K^0 и \bar{K}^0 компонент нарушается, поскольку K^0 , \bar{K}^0 имеют разл. сильные взаимодействия. В результате после прохождения пластинок вещества в пучке K_2^0 появятся вновь K_1^0 . Говорят, что в пластинке произошла регенерация K_1^0 -мезонов.

В 1964 Дж. У. Кронин (J. W. Cronin), Дж. Кристенсен (J. H. Christensen), В. Л. Фитч (V. L. Fitch) и Р. Турлей (R. Turley) обнаружили, что, хотя и с малой вероятностью, долгоживущий мезон в вакууме распадается на 2π . Т. к. состояния $\pi^+\pi^-$ или $\pi^0\pi^0$, образующиеся в распадах бесспиновых частиц, обладают определ. CP -чётностью, то это наблюдение показало, что в действительности волновая ф-ция долгоживущего мезона K_L^0 отличается от K_2^0 и представляет собой суперпозицию K_2^0 и K_1^0 :

$$K_L^0 = (K_2^0 + \epsilon K_1^0) (1 + |\epsilon|^2)^{-1/2},$$

где ϵ — комплексное число.

В распадах $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ определяется модуль величины ϵ . Веществ. часть ϵ , $Re \epsilon$, была измерена при наблюдении зарядовой асимметрии в распадах K_{L3}^0 для долгоживущих мезонов. Параметр этой асимметрии обозначают обычно буквой δ :

$$\delta = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow l^+ \nu l^-) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} l^+)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow l^+ \nu l^-) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} l^+)},$$

$$\delta \approx 2 Re \epsilon.$$

В силу CPT -теоремы волновая ф-ция короткоживущего K_S^0 -мезона выражается через то же число ϵ (отражение того, что исходные состояния K^0 и \bar{K}^0 связаны операцией CPT -преобразования):

$$K_S^0 = (K_1^0 + \epsilon K_2^0) (1 + |\epsilon|^2)^{-1/2}.$$

Т. о., все эффекты нарушения CP -инвариантности в распадах K -мезонов параметризуются в терминах ϵ . Эксперим. значения модуля и фазы ϵ таковы:

$$|\epsilon| = (2,275 \pm 0,021) \cdot 10^{-3},$$

$$arg \epsilon = (44,6 \pm 1, 2)^\circ.$$

Пока эффекты нарушения CP -инвариантности наблюдались исключительно в распадах нейтральных K -м. Модель сверхслабого нарушения CP -инвариантности [Л. Вольфенштейн (L. Wolfenstein), 1964] возводит это наблюдение в принцип и постулирует, что CP -инвариантность не сохраняется только в нек-ром новом взаимодействии, сила к-рого примерно на три порядка меньше, чем второй порядок по слабому взаимодействию. Тогда в распадах K -мезонов нарушение CP -инвариантности проявляется сильнее всего на уровне 10^{-3} в амплитуде, потому что всё смешивание $K^0 - \bar{K}^0$ обусловлено эффектами второго порядка по слабому взаимодействию. Согласно этой модели, нарушение CP -инвариантности определяется единств. числом — амплитудой перехода $K_1^0 \leftrightarrow K_2^0$. Распад $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ описывается, в частности, как переход K_2^0 в K_1^0 с последующим распространением и распадом K_1^0 . Амплитуда $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$ перехода мнима в силу CPT -теоремы, и нетривиальность фазы ϵ связана только с пропагатором K_1^0 :

$$\epsilon \sim \frac{i}{m_2 - m_1 - i(\Gamma_2 - \Gamma_1)/2},$$

или $arg \epsilon = \arctg [2(m_2 - m_1)/\Gamma_2]$.

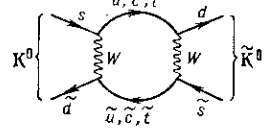
Др. гипотеза заключается в том, что CP -инвариантность нарушается в массовой матрице кварков, при-

чём характерный параметр нарушения порядка $|\epsilon| \sim 10^{-3}$ [М. Кобаяси (M. Kobayashi), Маскава (K. Maskawa), 1973]. Согласно этой модели, вклад промежуточного K_1^0 -состояния в распад $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ невелик параметрически, но по-прежнему численно доминирует над вкладом др. возможных состояний. В этой модели предсказывается отклонение от модели сверхслабого взаимодействия, причём ожидаемое отличие фазы невелико: $arg \epsilon = -\arctg [2(m_2 - m_1)/\Gamma_2] \approx 2^\circ$.

Проводятся эксперименты, позволяющие обнаружить подобные отклонения.

Открытие CP -нейнвариантности в распадах K^0 -мезонов ярко демонстрирует уникальные возможности, к-рые предоставляет система $K^0 - \bar{K}^0$ для измерения весьма малых эффектов. Эти возможности в конечном счёте связаны с тем, что разность масс $(m_2 - m_1)$, хотя и возникает только во втором порядке по слабому взаимодействию, экспериментально измерима.

Рис. 2. Кварковые диаграммы для перехода $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ во втором порядке по слабому взаимодействию. Кварки sd объединяются в K^0 , \bar{sd} — в \bar{K}^0 . Сплошные линии — кварки, волнистые — W -бозоны. Если оставить вклад только u -кварка в промежуточном состоянии, то теория оказывается несамосогласованной. Введение s -кварка специально подобранными константами позволило согласовать теорию с опытом при условии, что масса s -кварка относительно невелика.



Этот факт сыграл решающую роль также в предсказании существования очарованных кварков. Дело в том, что если ограничиться лишь u -, d -, s -кварками, к-рые только и были известны до сер. 70-х гг., то кварковые диаграммы второго порядка по слабому взаимодействию (рис. 2) приводят к величине $(m_2 - m_1)$, на неск. порядков превышающей эксперим. значение. Чтобы справиться с этой трудностью теории, С. Л. Глошю (S. L. Glashow), Дж. Илюпоулос (J. I. Iliopoulos) и Л. Майани (L. Maiani) в 1970 выдвинули гипотезу о существовании нового, очарованного, s -кварка, константы взаимодействия к-рого подобраны так, чтобы вклад u -кварка в промежуточном состоянии в точности сокращался. Разумеется, сокращение может иметь место только при виртуальных импульсах, больших массы, иначе диаграммы с u - и s -кварками различны кинематически. Исходя из этих соображений и знания эксперим. числа для $(m_2 - m_1)$, можно было оценить верх. границу для массы s -кварка. Она оказалась равной всего неск. массам протона. Позже новый кварк с массой ок. 1,5 ГэВ был действительно обнаружен экспериментально, и константы его слабого взаимодействия оказались именно такими, как было постулировано теоретически за неск. лет до открытия очарованных частиц.

В настоящее время подобные соображения являются стандартными при получении ограничений на возможные значения массы и констант связи ещё не открытого t -кварка.

Лит.: Марков М. А., Гипероны и K -мезоны, М., 1958; Далич Р., Странные частицы и сильные взаимодействия, пер. с англ., М., 1964; Окунь Л. Б., Слабое взаимодействие элементарных частиц, М., 1963; е го же, Лептоны и кварки, М., 1981; Ли Ц., Ву Ц., Слабые взаимодействия, пер. с англ., М., 1968. С. С. Герштейн, В. И. Захаров.

КНУДСЕНА ЧИСЛО (Kn) — один из *подобия критериев* движения разреженных газов, $Kn = l/L$, где l — ср. длина свободного пробега молекул в газе, L — характерный размер течения (напр., длина обтекаемого тела, диаметр трубопровода, диаметр свободной струи). Названо по имени М. Кнудсена (M. Knudsen). Числ. величина Kn характеризует степень разреженности газового потока. Если $Kn \gg 1$ (теоретически при $Kn \rightarrow \infty$), аэродинамич. характеристики обтекаемых разреженным газом тел (или течения в вакуумных