

3
H37



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Нгуен Ван Хьеу

P - 1124

ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ ВЕКТОРНЫЕ МЕЗОНЫ
И РАЗНОСТЬ МАСС
 K_1^0 И K_2^0 -МЕЗОНОВ

Дубна 1962 г.

Нгуен Ван Хьеу

P - 1124

ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ ВЕКТОРНЫЕ МЕЗОНЫ
И РАЗНОСТЬ МАСС
 K_1^0 И K_2^0 -МЕЗОНОВ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1962 г.

1713/3 48.

А н н о т а ц и я

Показано, что существование обоих типов лептонных распадов K^0 -мезонов с $\Delta S = \pm \Delta Q$ приводит к значению разности масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов, превышающему экспериментальные данные на несколько порядков, если все слабые взаимодействия передаются одним промежуточным векторным полем. Малость разности масс K_1^0 и K_2^0 мезонов не может быть объяснена ни малостью константы лептонных распадов странных частиц, ни специальным выбором массы промежуточных мезонов.

Nguyen Van Hieu

INTERMEDIATE VECTOR MESONS AND THE MASS DIFFERENCE OF K_1^0 AND K_2^0 -MESONS

Abstract

It is shown that the existence of both types of leptonic decays of K^0 mesons with $\Delta S = \pm \Delta Q$ leads to a value for the mass difference of K_1^0 - and K_2^0 -mesons which exceeds the experimental data by several orders if all the weak interactions are transmitted by one intermediate vector field. The fact that the mass difference of K_1^0 and K_2^0 mesons is small can be accounted for neither by the small constant of the leptonic decays of strange particles, nor by a special choice of the intermediate meson mass.

Аналогия между электромагнитным и слабым взаимодействиями приводила к предположению, что все слабые взаимодействия передаются промежуточными векторными мезонами^{/1/} / W - мезонами/. Недавно наблюдались оба типа лептонных распадов K^0 -мезонов с $\Delta S = \pm \Delta Q$ с примерно одинаковыми вероятностями^{/2/}. На первый взгляд может показаться, что в этом случае переход $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ с $\Delta S = 2$ имеет место в первом порядке по универсальной константе слабого взаимодействия. Это приводит к нелептонным распадам странных частиц с изменением странности на 2 /например, $E \rightarrow \mu + \pi^-$ / и к большому значению разности масс K_1^0 и K_2^0 -мезонов, как это было отмечено в интересной работе Окуня и Понтекорво^{/3/}. Однако при учете малости констант лептонных распадов странных частиц и других множителей, появляющихся в вычислениях, эффективная константа указанного перехода может уменьшиться существенно. Поэтому желательно рассмотреть этот вопрос подробно. Это и является целью настоящей работы.

Если все слабые взаимодействия передаются одними промежуточными W -мезонами^{x/}, то из существования обоих типов распадов $K^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$ и $K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu$ следует, что эти W -мезоны должны взаимодействовать как с током $(K^0 \pi^+)$, так и током $(\bar{K}^0 \pi^+)$. Предположим, что эффективный лагранжиан этого взаимодействия имеет вид

$$L_{int} = (F \phi^* \frac{\partial \Phi}{\partial x_\mu} + G \phi^* \frac{\partial \Phi^*}{\partial x_\mu}) W_\mu + h.c.$$

Здесь ϕ , Φ и W - операторы аннигиляции π^+ , K^0 и W^+ -мезонов и рождения их античастиц. Согласно экспериментальным данным^{/2/},

$$F^2 = G^2 \approx 10^{-2} g M^2,$$

где M -масса W - мезона, а g -универсальная константа слабого взаимодействия. Диаграммы, относящиеся к рассматриваемому переходу, изображены на рис. 1а и 1б. Эти диаграммы дают тождественный вклад. Матричный элемент рассматриваемого перехода равен

$$M_{if} = \frac{1}{i(2\pi)^4} \frac{FG}{m} p_\mu p_\nu \int d^4 k \frac{\delta_{\mu\nu} + k_\mu k_\nu / M^2}{(k^2 + M^2)[(k-p)^2 + \mu^2]}, \quad /2/$$

где $p^2 = -m^2$, m и μ -массы K и π -мезонов. Значение интеграла в /2/ зависит от выбора форм-фактора и параметра обрезания λ . Вычислив этот интеграл по методу^{/4/}, мы получим

$$M_{if} = \frac{1}{(4\pi)^2} FG m f(m^2, M^2, \lambda^2), \quad /3/$$

^{x/} Нейтральные мезоны не играют роли в рассматриваемом переходе, поскольку существование токов $K^0 \pi^0$, $K^0 \pi^0$ еще неизвестно, поэтому мы будем рассматривать только заряженные мезоны.

$$f(m^2, M^2, \lambda^2) = -\frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{M^2} - \frac{1}{4} \left(\frac{m^2}{M^2} + \frac{M^2}{m^2} \right) \ln \frac{\lambda^2}{m^2} + \frac{1}{4} \frac{(M^2 - m^2)^2}{M^2 m^2} + \frac{1}{4} \frac{(M^2 - m^2)^3}{M^2 m^4} \ln \frac{M^2 - m^2}{m^2} + \frac{(M^2 + m^2)(2m^2 - M^2)}{4m^4} \ln \frac{M^2}{m^2} \quad /4/$$

$$\mu = 0.$$

Можно выбрать λ так, чтобы константа f была равна нулю. Однако это значение λ является случайным и такой выбор λ не имеет основания. Вообще говоря, эта константа может иметь величину порядка 1, но она также может иметь существенно большую величину. Для оценки снизу мы выберем $f = 1$. При этом

$$M_{II} = \frac{10^{-2} m M^2}{(4\pi)^2} \text{ г},$$

чем можно объяснить малость вероятностей распадов с $\Delta S = 2$.

В принятой нормировке M_{II} равен разности масс $\delta m_{K_1^0}$ и K_2^0 - мезонов. Поэтому

$$\delta m \approx 1/3 \left(\frac{M}{M_N} \right)^2 \text{ аВ},$$

где M_N - масса нуклона.

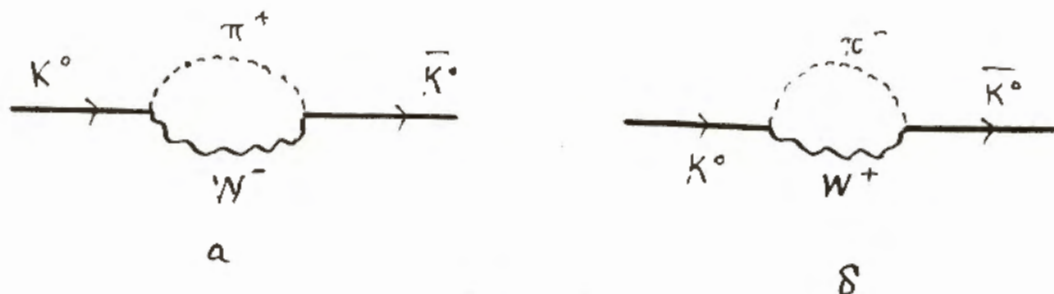
Таким образом, существование обоих распадов K^0 - мезонов с $\Delta S = \pm \Delta Q$ с указанной константой распада приводит к значению δm , превышающему экспериментальные данные ^{15/} на несколько порядков, если все слабые взаимодействия передаются только одним векторным полем. Однако если существуют две пары W - мезонов, не аннигилирующие друг с другом, причем обе пары взаимодействуют с лептонными токами, но только одна взаимодействует с током $(K^0 \pi^+)$, а другая - с током $(\bar{K}^0 \pi^+)$, то указанный переход запрещен в первом порядке.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Б.Н. Валуеву, С.С. Герштейну, М.А. Маркову, Б.Н. Понтекорво и Я.А. Смородинскому за интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. R.Feynman and M.Gell-Mann. Phys. Rev. 109, 193 (1958). T.D Lee and C.N.Yang. Phys. Rev. 119, 1414 (1960).
2. R.Ely et al. Phys. Rev. Lett. 8, 132 (1962).
3. Л. Окунь и Б. Понтекорво. ЖЭТФ, 32, 1587 /1957/.
4. А.И. Ахиезер и В.Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика. Москва, 1959 г.
5. F.Muller et al. Phys. Rev. Lett. 4, 418 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 ноября 1962 г.



Р и с. 1.