

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПОИСКА $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu}$ РАСПАДОВ

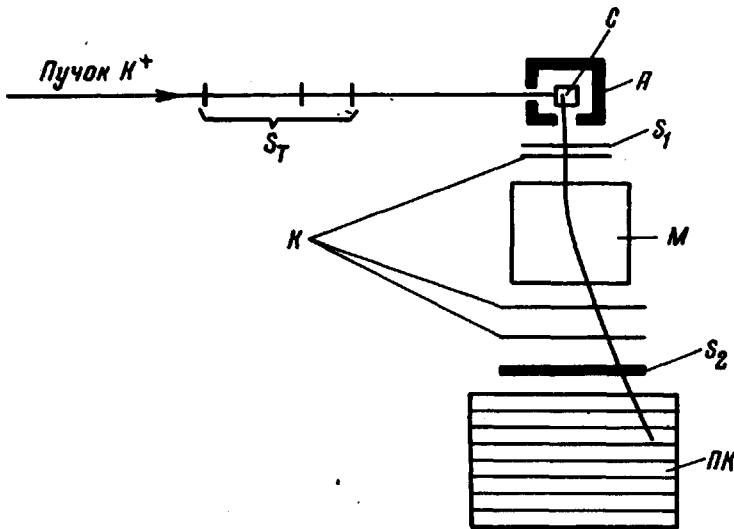
*И.В.Галактионов, Е.П.Шабалин*

В обычной теории [1] предполагается, что лагранжиан слабого взаимодействия содержит произведение только заряженных токов. Такое ограничение связано с отсутствием на опыте распадов странных частиц типа

$$K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (1)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^- \text{ и т.п.} \quad (16)$$

Распады (1), однако, возможны во втором порядке теории возмущений по слабому взаимодействию. Применение к ним методов алгебры токов привело к неожиданному заключению (см. [2]), что слабые взаимодействия сохраняют ток-токовую форму лишь до сравнительно небольших значений импульсов.



Этот результат может означать, что слабое взаимодействие имеет существенно более сложную структуру и представляется в виде произведения токов только в пределе малых энергий. Примерами таких более сложных схем слабого взаимодействия являются две модели перенормируемого взаимодействия, предложенные соответственно Таникавой – Ватанабе [3] и Кюммером – Сегре [4]. Как показало исследование этих моделей (см. [5, 6]), они согласуются с современными данными, причем, если в первой модели (Т – В) совпадение векторных констант распада нейтрона и мюона представляется случайным, то во второй модели равенство этих констант предсказывается теорией [6].

Интересная особенность перенормируемых моделей состоит в том, что в них запрещены (в низшем порядке теории возмущений) переходы с изменением странности с испусканием двух заряженных лептонов, т.е. типа (1), но разрешены, хотя и могут быть несколько подавлены, переходы с испусканием нейтринной пары, т.е. типа

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu}. \quad (2)$$

Заметим, что в случае второй модели, согласно [6], не исключена возможность значительного подавления испускания  $\nu\bar{\nu}$  по сравнению с испусканием пары  $e^{\pm}\nu$ .

Экспериментальные ограничения на вероятность процесса (2) весьма незначительны. В литературе существуют две цифры:

$$\frac{w(K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu_e + \bar{\nu}_e)}{w(K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e)} \leq \begin{cases} 1/3, & [7] \\ 1/17, & [5] \end{cases}$$

в то время как ограничение на процессы (1) на несколько порядков ниже.

Есть две важные причины для поисков распадов типа (2).

1. Если удастся показать, что границы на процессы (2) и (1 б) совпадают, это было бы доводом в пользу теорий типа [8], хотя и не исключало бы второй модели, допускающей сильное подавление нейтринных токов.

2. Если процесс (2) будет обнаружен с вероятностью, большей вероятности процесса (1 б), мы получим подтверждение перенормируемости теории слабого взаимодействия. В последнем случае мы имели бы теорию, лишенную трудностей в пределе больших энергий.

В данной работе мы хотим обратить внимание на возможность поиска распадов (2) вплоть до значения вероятности

$$\frac{w(K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu})}{w(K^+ \rightarrow \text{все})} \sim 10^{-5}.$$

Рассмотрим примерную схему опыта: пучок  $K^+$ -мезонов с импульсом 250 мэв/с останавливается в блоке вещества С (углерод  $\approx 5 \text{ г/см}^2$ ). Вокруг блока С, как показано на рисунке, расположен счетчик антисовпадений А (сэндвич  $\sim 6 \text{ рад. ед.}$ ), выключающий все события, сопровождающиеся заряженными частицами или  $\gamma$ -квантами, попавшими в А. Частицы из блока С могут миновать счетчик А только попав в магнит М и расположенную за ним многослойную искровую камеру ПК (толщина  $\sim 6 \text{ рад. ед.}$ ). Камеры К служат для измерения координат заряженной частицы, прошедшей через магнит. Таким образом, производится из-

мерение импульса частицы и ее пробега в камере ПК. Приняв светосиглу установки 0,01, что соответствует разумным размерам магнита и искровых камер, получим, что нужно  $\sim 100$  остановок  $K$ -мезонов за импульс ускорителя, причем запуски будут в основном от  $K_{\mu_2}$ -распадов.

При толщинах счетчика  $A$  и искровых камер, указанных выше, уровень фона от распадов  $K_{\pi_2}$ ,  $K_{\pi_3}$ ,  $K_{\mu_3}$ ,  $K_{e_3}$  сопровождающихся  $\pi^0$ -мезонами составит величину  $< 10^{-6}$  от полного числа  $K_{\mu_2}$  событий. Если точность измерения импульса составит  $\sim 3 + 5\%$ , то фон от  $K_{\mu_2}$  будет меньше  $10^{-6}$ . Эффективность антисовпадений может быть получена  $10^{-5} + 10^{-6}$ . Следовательно, появления фона можно ожидать на уровне вероятности искомого процесса  $10^{-5} + 10^{-6}$ . Для получения уровня вероятности  $10^{-5}$  потребуется 100 – 200 часов работы ускорителя.

Поступило в редакцию  
17 сентября 1968 г.

#### Литература

- [1] R. P. Feynman, M. Gell-Mann. Phys. Rev., 109, 193, 1958.
- [2] Б.Л.Иоффе, Е.П.Шабалин. ЯФ, 6, 828, 1967; Письма ЖЭТФ, 6, 978, 1967.
- [3] Y. Tanikawa, S. Watanabe, Phys. Rev., 113, 1344, 1959.
- [4] W. Kummer, G. Segré. Nucl. Phys., 64, 585, 1968.
- [5] Е.П.Шабалин. ЯФ, 8, 74, 1968.
- [6] Е.П.Шабалин. ЯФ, 8, 74, 1968.
- [7] Л.В.Окунь. Вопросы физики элементарных частиц, 4, Ереван, 1964, стр. 295.
- [8] M. Gell-Mann, M. L. Goldberger, N. M. Kroll, F. E. Low. (preprint)