

1789  
6-825  
Объединенный  
институт  
ядерных  
исследований



83  
73  
JOINT  
INSTITUTE  
FOR NUCLEAR  
RESEARCH

Москва, Главпочтамт п/я 79

Head Post Office, P.O. Box 79, Moscow USSR

МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
Дубна 5-15 августа 1964 г.

THE 1964 INTERNATIONAL CONFERENCE ON HIGH ENERGY PHYSICS

Dubna, August 5-15.

ДОКЛАДЫ РАПОРТЕРОВ RAPORTEURS' REVIEWS

P-1789

СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

Раппортер И.В. Чувило  
Секретари: Е. Кузнецов,  
Г. Мерзон,  
Э. Оконов,  
В. Смирнитский

Дубна 1964

P-1789

СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

Раппортер И.В. Чувилло  
Секретари: Е. Кузнецов,  
Г. Мерзон,  
Э. Оконов,  
В. Смирнитский

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

2589/2 ч. 1:

Настоящее издание имеет значение предварительной публикации.

В целях быстрого выхода в свет докладов они печатаются в том виде, как их представили раппортеры.

За время, прошедшее после II конференции по физике элементарных частиц в 1962 г. в Женеве, наметился заметный прогресс в физике слабых взаимодействий странных элементарных частиц.

Во-первых, как Вы увидите ниже, благодаря усилиям ученых многих лабораторий мира, получены новые и существенно уточнены известные ранее экспериментальные данные по этой проблеме. Ряд из них возможно сыграет фундаментальную роль в развитии наших представлений и свойствах мира элементарных частиц.

Во-вторых, безусловно существенные успехи наметились в развитии ряда направлений этой проблемы в аспекте теоретического анализа имеющей здесь место ситуации. Распространение идей  $SU(3)$  - симметрии на описание слабого взаимодействия элементарных частиц позволило сформулировать с помощью небольшого числа дополнительных вполне естественных гипотез довольно общие соображения о свойствах этих процессов и получить экспериментально проверяемые предсказания. При этом оказывается, что эти предсказания находятся в хорошем качественном, а в целом ряде случаев и в количественном соответствии с известными экспериментальными фактами.

Общеизвестно, насколько трудоемки и сложны экспериментальные исследования по этой проблеме. Это хорошо было проиллюстрировано в докладах, представленных на заседании параллельной секции по слабым взаимодействиям странных элементарных частиц. Поэтому далеко ещё не все ясно в смысле наших знаний количественных характеристик интересующих нас сейчас процессов, а некоторые из них ещё вообще экспериментально и не определены. Тем не менее, за последние два года сделано много. На данную конференцию представлено более 30 экспериментальных работ по данной проблеме. Как раппортер я попытался суммировать вновь полученные экспериментальные данные, сопоставить их с опубликованными ранее и проанализировать их для того, чтобы сделать выводы о наиболее общих свойствах слабого взаимодействия странных элементарных частиц.

В этой работе мне была оказана большая помощь со стороны многих ученых, представивших материалы своих исследований на данную конференцию, которые заранее любезно прислали мне полученные ими результаты и свои соображения по рассматриваемой проблеме. Я глубоко благодарен им за это.

Теперь перехожу к изложению конкретного материала, на котором я хотел бы остановиться в своем обзорном докладе.

## § I. В В Е Д Е Н И Е.

В универсальной четырехфермионной теории взаимодействие записывается в виде

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_\alpha \psi_\alpha^+ + h.c. \quad (I)$$

где  $G = \frac{10^{-5}}{M^2}$  универсальная константа слабого взаимодействия, а  $\bar{\psi}_\alpha$  - заряженный ток частиц, участвующих в таких процессах, записываемый в виде суммы

$$\bar{\psi}_\alpha = \sum \bar{u}_1 \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_2, \quad (2)$$

где  $\bar{u}_1$  и  $u_2$ , соответственно, спинорные функции электрически заряженного и нейтрального фермионов.

Известно <sup>I)</sup>, что если, например, рассматривать лептонный распад бариона  $A$  в барион  $B$  по схеме

$$A \rightarrow B \ell \nu, \quad (3)$$

то его матричный элемент следует писать в виде произведения его сильно взаимодействующей  $X_\alpha$  и лептонной  $\ell_\alpha$  частей как

$$M \sim X_\alpha \ell_\alpha.$$

При этом часть  $X_\alpha$  сильно деформируется сильными взаимодействиями и в самом общем случае, будучи представленной в виде суммы векторной  $V_\alpha$  и аксиально-векторной  $A_\alpha$  частей

$$X_\alpha = \langle \bar{B} | \bar{\psi}_\alpha | A \rangle = V_\alpha + A_\alpha, \quad (4)$$

будет определяться шестью формфакторами  $F$ , зависящими от квадрата переданного лептонам четырехмерного импульса  $q^2$ .

Если четности барионов  $A$  и  $B$  одинаковы, то

$$V_\alpha = \bar{B} (F^V \gamma_\alpha + F^M \sigma_{\alpha\rho} q_\rho + F^E q_\alpha) A \quad (5)$$

$$A_\alpha = \bar{B} (F^A \gamma_\alpha + F^E \sigma_{\alpha\rho} q_\rho + F^P q_\alpha) \gamma_5 A.$$

Известно, что раньше не имелось каких-либо разумных соображений, на основе которых можно было бы делать какие-либо утверждения о формфакторах при описании изменяющих странность слабых процессов. Существенный прогресс в этой проблеме был достигнут при привлечении идей унитарной симметрии сильных взаимодействий для описания интересующих нас проблем

слабых взаимодействий, начало чему было сделано в работе Кабиббо <sup>2)</sup>. Теперь в силу того, что предполагается, что известные "стабильные" барионы, также как компоненты векторного  $J_\alpha$  и компоненты аксиально-векторного  $q_\alpha$  токов преобразуются по октетным представлениям группы  $SU(3)$ , и поскольку при зарядовом сопряжении восьмерка компонент векторного тока переходит сама в себя, то должны быть равны нулю формфакторы "эффективного" скаляра  $F^S$  и "слабого электризма"  $F^E$ . Использование гипотезы сохраняющегося векторного тока приводит к следствию, что векторный формфактор  $F^V$  не перенормируется, формфактор "слабого магнетизма"  $F^M$  может быть выражен через магнитные моменты барионов. Наконец, можно использовать соотношение Гольдбергера-Тримэна, чтобы получить связь между формфактором "эффективного" псевдоскаляра  $F^P$  и аксиально-векторным формфактором  $F^A$ , которая записывается в виде

$$F^P = -i F^A \frac{M_A - M_B}{q^2 - m_{\Delta S}^2}, \quad (6)$$

где  $m_{\Delta S=0}$  - масса  $\pi$  - мезона для переходов с  $\Delta S=0$  и масса  $K$  - мезона для переходов с  $\Delta S=1$ .

В дальнейшем мы будем интересоваться процессами, в которых как правило, энерговыделение невелико и мы можем отвлечься от энергетической зависимости формфакторов, рассматривая их значения при  $q^2=0$ .

Очевидно, что в общем случае формфакторы обусловлены мезон-барионными связями как  $F$  - типа, так и  $D$  - типа, а поэтому для  $m$ -ой компоненты тока  $J_{m\alpha}$  они должны записываться в виде <sup>3)</sup>

$$F_m \sim \alpha d_{\Lambda B m} + i(1-\alpha) f_{\Lambda B m}, \quad (7)$$

где  $\alpha$  - параметр смешивания связей двух типов, а  $d_{\Lambda B m}$  и  $f_{\Lambda B m}$  - обычные тензоры в рассматриваемом формализме  $SU(3)$ -симметрии.

Из гипотезы сохраняющегося векторного тока следует, что векторный формфактор обусловлен только связями  $F$  - типа, а поэтому  $\alpha=0$  и

$$F_m^V \sim f_{\Lambda B m}.$$

Для формфакторов "слабого магнетизма"  $F_m^M$  можно написать выражения <sup>3)</sup>

$$F_m^M \sim \frac{\mu_n - \mu_p}{2M_N} [\alpha_M d_{\Lambda B m} + i(1-\alpha_M) f_{\Lambda B m}], \quad (8)$$

причем

$$\alpha_M = \frac{3}{2} \frac{1}{1 - \frac{\mu_p}{\mu_n}}, \quad (9)$$

где  $\mu_p$  и  $\mu_n$  - аномальные магнитные моменты протона и нейтрона, соответственно.

Параметр  $\alpha_A$  для  $F^A$  должен быть определен из опыта.

Дальнейший важный шаг согласно Кабиббо состоит в постулировании гипотезы "единичной длины" слабого тока. Тогда суммарный ток  $J_\alpha$ , являющийся суммой токов  $J_\alpha^{(0)}$  с  $\Delta S=0$  и  $J_\alpha^{(1)}$  с  $\Delta S=1$ , может быть представлен как получающийся из тока  $J_\alpha^{(0)}$  с помощью некоторого вращения, параметром которого является угол  $\vartheta$

$$J_\alpha = \cos \vartheta J_\alpha^{(0)} + \sin \vartheta J_\alpha^{(1)}. \quad (10)$$

Теперь, вспомнив рецепт составления токов для переходов с  $\Delta S=0$  и  $\Delta S=1$ , вместо (5) получим <sup>3)</sup>

$$V_{\alpha}^{(\Delta S)} = T(\nu, \Delta S) \bar{B} \{ (i f_{A B m} - f_{A B m+1}) F^{\nu} \bar{\sigma}_{\alpha} + Q_M \frac{M_N - M_P}{2 M_N} F^M \bar{\sigma}_{\alpha \rho} q_{\rho} \} A \quad (II)$$

$$A_{\alpha}^{(\Delta S)} = T(\nu, \Delta S) \beta Q_A F^A \bar{B} (\delta_{\alpha} - i \frac{M_A - M_B}{q^2 - m_{\Delta S}^2} q_{\alpha}) \bar{\sigma}_{\alpha} A,$$

где

$$T(\nu, 0) = \cos \nu, \quad T(\nu, 1) = \sin \nu \quad (I2)$$

$$Q_{M,A} = \alpha_{M,A} (d_{A B m} + i d_{A B m+1}) + (1 - \alpha_{M,A}) (i f_{A B m} - f_{A B m+1})$$

и константа  $\beta$  учитывает перенормировку аксиально-векторной части тока  $M_{\alpha}$ . Для  $\beta$  - распада нейтрона  $\beta = 1,25$ . Индекс  $m$  равен 1 для переходов с  $\Delta S = 0$  и равен 4 для переходов с  $\Delta S = 1$ .

Каковы же те фундаментальные вопросы, которые возникают из такого теоретического рассмотрения проблемы слабого взаимодействия странных элементарных частиц и на которые должны быть получены ответы из известных экспериментальных данных? Они следующие:

1. Каковы правила отбора для изменения электрического заряда  $\Delta Q$  сильновзаимодействующих частиц в их лептонных распадах с  $\Delta S = 1$ ?

2. Каковы правила отбора для изменения величины изотопического спина  $\Delta I$  сильновзаимодействующих частиц в распадах с  $\Delta S = 0$  и  $\Delta S = 1$ ?

3. Каковы пространственные трансформационные свойства токов сильновзаимодействующих частиц, описывающих слабые процессы с их участием?

4. Каковы численные значения феноменологических констант, содержащихся в теории?

5. Какое имеется соответствие между предсказаниями различных вариантов теории и известными экспериментальными данными?

На данную конференцию представлены богатые экспериментальные данные по слабым взаимодействиям странных частиц различного типа. Цель настоящего обзора состоит в попытке суммировать эти данные и получить некоторые общие заключения, которые в какой-то степени могли бы дать ответы на поставленные выше вопросы.

## § 2. Вероятности распадов $K^+$ -мезонов.

В последнее время было опубликовано <sup>4)</sup>, а на данную конференцию был представлен ряд данных о вероятностях распадов  $K^+$ -мезонов по различным каналам. Комбинируя известные по этим вероятностям <sup>5), 6)</sup> данные, можно составить следующую таблицу вероятностей распадов  $K^+$ -мезонов по различным каналам:

$$\begin{aligned} \Gamma(K_{\mu 2}) &= (50,9 \pm 0,5) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \\ \Gamma(K_{\pi 2}) &= (18,6 \pm 0,6) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \\ \Gamma(K_{\mu 3}) &= (2,49 \pm 0,25) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \\ \Gamma(K_{e 3}) &= (3,79 \pm 0,35) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \\ \Gamma(K_{\tau}) &= (4,36 \pm 0,08) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \\ \Gamma(K_{\tau'}) &= (1,41 \pm 0,08) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \end{aligned} \quad (I3)$$

Для их вычисления использовано время жизни  $K^+$ -мезона, равное <sup>7)</sup>

$$\tau_{K^+} = (1,224 \pm 0,013) \cdot 10^{-8} \text{ сек.} \quad (I4)$$



Из данных, представленных в (13) можно получить отношения вероятностей распадов по некоторым каналам, которые нам понадобятся в дальнейшем. Во-первых, имеем

$$R = \Gamma_+(K_{\mu 3}) / \Gamma_+(K_{e 3}) = 0,66 \pm 0,06, \quad (15)$$

а, во-вторых,

$$\Gamma_+(K_{\tau}) / \Gamma_+(K_{\tau}) = 0,32 \pm 0,01 \quad (16)$$

Кроме того, представлены данные о редких модах распадов  $K^+$ -мезонов. Группой Беркли-Висконсин<sup>8)</sup> по 75 событиям определена вероятность распада

$$K^+_{e+\nu} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu, \quad (17)$$

которая оказалась равной

$$\Gamma_+(K_{e\nu}) = (3,4 \pm 0,7) \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}. \quad (18)$$

Эта мода распада разрешена правилом  $\Delta Q = -\Delta S$ . В то же время мода распада

$$K^+_{e-\nu} \rightarrow \pi^+ \pi^+ e^- \nu, \quad (19)$$

соответствующая правилу  $\Delta Q = -\Delta S$ , в пределах ошибок опыта не обнаружена. Таким образом, эти данные свидетельствуют о том, что в аксиально-векторном взаимодействии примеси амплитуды переходов с  $\Delta Q = -\Delta S$  в пределах ошибок опыта не имеется.

В работе, выполненной в Дубне<sup>10)</sup> с ксеноновой пузырьковой камерой, обнаружено на 4500 остановок  $K^+$ -мезонов два случая радиационного распада по схеме

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma, \quad (20)$$

в которых наблюдаются все три  $\gamma$ -кванта, появляющиеся в этой реакции.

Висконсинская группа в камере с тяжелым наполнением зафиксировала 18 событий такого распада  $K^+$ -мезонов<sup>11)</sup>. Известно, что ранее было зафиксировано 3 случая "аномальных" распадов  $K^+$ -мезонов, в которых кинетическая энергия  $\pi^+$ -мезонов  $T^+_{\pi^+}$  превышала максимально возможную при  $\tau^+$ -распаде

равную 53 Мэв. Идентичность  $T^+_{\pi^+}$  в первых двух случаях послужила основанием для предположения о возможном существовании нейтральной частицы  $\chi^0$  с массой 250 Мэв, которая участвует в распаде  $K^+$ -мезона по схеме

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \chi^0 \quad (21)$$

Нахождение затем третьего события, а теперь ещё новых 20 событий, где  $T^+_{\pi^+}$  отличается от ранее известной  $T^+_{\pi^+} = 60$  Мэв и различаются друг от друга, позволяет исключить на уровне  $10^{-5}$  вероятность распада (21) и считать надежно установленным фактом  $K^+$ -распады по схеме (20), тем более, что в Дубне в обоих случаях зафиксированы все три  $\gamma$ -кванта появляющиеся в этой реакции. Тогда усредненная вероятность распада  $K^+$ -мезона по каналу (20) может быть оценена величинами

$$\Gamma_+(\pi^+ \pi^0 \gamma) / \Gamma_+ = (2,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-4} \quad (22)$$

или

$$\Gamma_+(\pi^+ \pi^0 \gamma) = (1,8 \pm 0,6) \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}.$$

Матричный элемент распада (20) в общем случае описывается членом, определяемым механизмом внутреннего тормозного излучения, членом, определяемым механизмом излучения  $\gamma$ -квантов в прямом переходе  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ , и их интерференционным членом. Известны оценки вероятности (20), основанные только на учете эффекта внутреннего тормозного излучения<sup>12)</sup>. Они дают для относительной вероятности этого распада величину порядка  $1,6 \cdot 10^{-4}$ , что в общем согласуется с (22).

Таким образом, возможно, что вклад от механизма излучения в прямом переходе невелик. Однако нельзя исключить возможность деструктивной интерференции этих двух механизмов реакции (20). Окончательный вывод по этому вопросу может быть получен на основе измерений  $K^+$ -фотонных корреляций в реакции (20).



§ 3. Вероятности распадов  $K_2^0$  - мезонов

Известные сейчас экспериментальные данные <sup>13,14,15,16,17)</sup> можно свести в следующую таблицу вероятностей различных мод распадов  $K_2^0$  - мезонов

$$\begin{aligned} \Gamma_2(000) &= (5,1 \pm 1,2) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \\ \Gamma_2(+ - 0) &= (2,8 \pm 0,5) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \\ \Gamma_2(K_{e3}) &= (7,7 \pm 1,2) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \\ \Gamma_2(\text{заряж.}) &= (16,1 \pm 2,4) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}. \end{aligned} \quad (23)$$

Полная вероятность распада  $K_2^0$  - мезона по данным группы Брукгейвен-Мэриленд имеет значение <sup>18)</sup>

$$\Gamma_2 = (19 \pm 2) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}, \quad (24)$$

которое находится в хорошем согласии с суммой измеренных вероятностей, приведенных в (23)

$$\Gamma_2(000) + \Gamma_2(\text{заряж.}) = (21 \pm 4) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$$

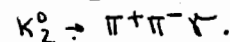
Брукгейвенская группа <sup>19)</sup> сообщила результат определения величины отношения  $\Gamma_2(K_{\mu 3}) / \Gamma_2(K_{e3})$ , который дал значение  $0,7 \pm 0,05$ . Если принять для этого отношения величину  $0,66 \pm 0,06$ , полученную в  $K^+$ -распадах, то тогда

$$\Gamma_2(K_{\mu 3}) = (5,1 \pm 0,9) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}. \quad (25)$$

Другие представленные на конференции и ранее опубликованные данные о распадных свойствах  $K_2^0$  - мезонов подтверждают написанные выше значения вероятностей различных мод распада  $K_2^0$  - мезонов. Это иллюстрируется следующей таблицей

	Из табл.24	Эксперимент
$\Gamma_2(+ - 0) / \Gamma_2$	$0,15 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,03$ <sup>20)</sup>
$\Gamma_2(000) / \Gamma_2(+ - 0)$	$1,8 \pm 0,5$	$2,0 \pm 0,6$ <sup>21)</sup> $1,5 \pm 0,6$ <sup>24)</sup>
$\Gamma_2(000) / \Gamma_2$	$0,27 \pm 0,08$	$0,2 \pm 0,06$ <sup>21)</sup>
$\Gamma_2(+ - 0) \Gamma_2(\text{заряж.})$	$0,18 \pm 0,05$	$0,185 \pm 0,04$ <sup>20)</sup> $0,20 \pm 0,02$ <sup>24)</sup> $0,163 \pm 0,05$ <sup>19)</sup>

В работе Эислера и др. <sup>19)</sup> была оценена вероятность радиационного распада  $K_2^0$  - мезонов по схеме



Было найдено 47 событий, сопровождавшихся конверсией  $\gamma$ -квантов. Они могут быть обусловлены как написанной выше реакцией, так и распадом  $K_2^0$  - мезонов по схеме  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . Их можно разделить по вычислениям как массы распавшейся системы, так и величины  $Q$  для  $2\pi$ -систем в  $V^0$ -событиях. Только два из них соответствуют распаду по указанной схеме, а остальные являются  $\tau$ -распадами  $K_2^0$  - мезонов. Отсюда следует, что вероятность радиационного  $2\pi$ -распада  $K_2^0$ -мезона равна  $1,5\%$  и во всяком случае с  $5\%$  вероятностью она равна или больше  $6\%$ .

Заканчивая этот параграф, мы хотели бы указать, ещё одну характеристику нелептонных распадов  $K_2^0$  - мезонов. Речь идёт об измерениях спектров кинетических энергий  $\pi^0$  - мезонов в распаде  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . Согласно Вейнбергу <sup>23)</sup>, отнесенная к фазовому объёму  $\Phi$  вероятность  $W(\Gamma_{\pi^0})$  появления  $\pi^0$  мезона с кинетической энергией  $\Gamma_{\pi^0}$  определяется выражением

$$\frac{W(\Gamma_{\pi^0})}{\Phi} = 1 + \alpha(+ - 0) \frac{\Gamma_{\pi^0}}{M_{K_2^0}}. \quad (26)$$

На данной конференции представлены результаты измерений фактора наклона  $\alpha(+0)$ , полученные в Дубне<sup>24)</sup>

$$\alpha(+0) = -8,5 \pm 1,0$$

и Илинойсе<sup>25)</sup>

$$\alpha(+0) = -8,2 \pm 1,0.$$

Ранее эта величина определялась в работе Льюиса и др.<sup>20)</sup>, где для неё получено значение

$$\alpha(+0) = -7,1 \pm 1,7.$$

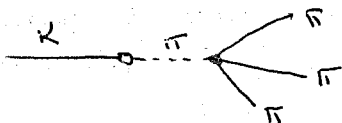
Усредненное значение этих трех величин будет равно

$$\alpha(+0) = -8,1 \pm 0,7. \quad (27)$$

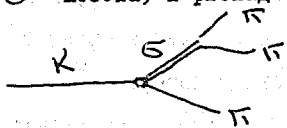
Аналогичный анализ проведенный Калмусом и др.<sup>26)</sup> в Берли для  $\Pi^+$ -мезонов в  $\tau^+$ -распаде, дал, что

$$\alpha(00+) = -10 \pm 1. \quad (28)$$

Энергетические спектры и корреляции  $\Pi$ -мезонов в конечных состояниях К-распадов позволяют сделать заключения о  $\Pi\Pi$ -взаимодействии при малых энергиях и о механизме К-распадов. Речь идёт о том, описывается ли ЗП-распад К-мезонов диаграммой вида



или в этом процессе имеет место вклад от резонансного  $\Pi\Pi$ -взаимодействия ( $\sigma$ -мезона) и распад описывается диаграммой вида



где  $\sigma$ -мезон характеризуется параметрами  $M_\sigma \approx 400$  Мэв и  $\Gamma_\sigma \approx 100$  Мэв. Анализ  $\Pi$ -мезонных спектров и корреляционных эффектов мог бы дать сведения о возможных параметрах  $\sigma$ -мезона. Анализ  $\pi^\pm$ -спек-

ров в  $K_{\tau}^+$ -распаде указывает на то, что если  $\sigma$ -резонанс существует, то его квантовые числа следующие

$$M_\sigma = 337 \pm 4 \text{ Мэв}$$

$$\Gamma_\sigma = 87 \pm 9 \text{ Мэв.}$$

и маловероятно, что его квантовые числа таковы, как указано выше. Аналогичный анализ  $\Pi^0$ -спектров в распаде  $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  указывает на совместимость экспериментальных данных с возможным существованием  $\sigma$ -резонанса с квантовыми числами

$$M_\sigma = (375 \pm 35) \text{ Мэв}$$

$$\Gamma_\sigma = (75 \pm 30) \text{ Мэв}$$

что соответствует ранее опубликованным оценкам ( $M_\sigma = (381 \pm 5) \text{ Мэв}$ ,  $\Gamma_\sigma = (48 \pm 8) \text{ Мэв}$ ). *Берли А*

Подробный анализ  $K_{\tau}^+$ -распада по 2027 случаям, задетектированным в водородной и фреоновой пузырьковой камерах, проведен Туринской группой.<sup>[27]</sup> По их данным коэффициент наклона в выражении для спектра  $\pi^+$ -мезонов (26) равен

$$\alpha(00+) = -11 \pm 4.$$

Спектр  $\pi^+$ -мезонов может быть согласован с гипотезой о  $\sigma$ -резонансе, если он имеет следующие квантовые числа

$$M_\sigma \sim 350 \text{ Мэв}$$

$$\Gamma_\sigma \sim 80 \text{ Мэв}$$

что соответствует результату работы<sup>26)</sup>, но не согласуется с соответствующими параметрами  $\sigma$ -резонанса, получающимися из анализа распадов  $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и  $h$ -мезона.

В  $K_{e\mu}^+$ -распаде имеется возможность в чистом виде получить сведения о  $\pi K$ - взаимодействии при малых энергиях. Полученные в Беркли-Висконсинне данные об эффективных массах 2П-системы хорошо соответствуют фазовому объему  $S$ -состояния этой системы. Они не согласуются с предсказаниями гипотезы Брауна-Зингера<sup>9)</sup> о существовании  $S$ -резонанса при 400 Мэв с шириной 100 Мэв. Измерения асимметрии разлета  $K$ -мезонов относительно направления импульса 2П-системы в её системе покоя дали результат, что

$$\frac{F-B}{F+B} = \frac{14 \pm 8}{59} \quad \frac{U-D}{U+D} = \frac{19 \pm 8}{59}.$$

Наличие асимметрии в разлете двух П-мезонов свидетельствует о наличии как  $S$ -волны, так и P-волны в их конечном состоянии и дает значение разности фаз этих двух состояний, равное

$$\delta_0 - \delta_1 = (65 \pm 35)^\circ.$$

Таким образом, имеющаяся сейчас совокупность экспериментальных данных не может рассматриваться как подтверждающая гипотезу о существовании  $S$ -резонанса в 2П-системе, предложенную Брауном и Зингером для единого описания упомянутых мод распадов K-мезонов.

#### § 4. $K^0$ -мезоны и CP-инвариантность

Согласно современным представлениям волновая функция  $K_1^0$ -мезона чётна относительно CP-преобразования, а волновая функция  $K_2^0$ -мезона нечётна относительно такого преобразования. Это обстоятельство обуславливает доминирование 2П-моды распада  $K_1^0$ -мезона и доминирование трехчастичных мод распада  $K_2^0$ -мезона. Если  $K_2^0$ -мезон является равновероятной смесью  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ -мезонов, то такая постановка вопроса может быть проверена в измерениях отношения вероятностей электронных и позитронных трехчастичных распадов  $K_2^0$ -мезонов моды  $K_{e3}$ . Опубликованные ранее данные, полученные в Дубне,<sup>[22]</sup> и в Брукгейвене, свидетельствовали о том, что это отношение близко к единице. На данную конференцию представлены результаты, полученные в Брукгейвене<sup>19)</sup> при облучении водородной пузырьковой камеры в пучке  $K_2^0$ -мезонов. На основе 715 событий  $K_{e3}$ -распадов получено заключение, что

$$\Gamma_2(\pi^+e^-\bar{\nu})/\Gamma_2(\pi^-e^+\nu) = 1,03 \pm 0,07$$

Известные сейчас суммарные данные по этому вопросу дают следующий результат

$$\frac{N(\pi^+e^-\bar{\nu})}{N(\pi^-e^+\nu)} = \frac{690}{669} = 1,031 \pm 0,054 \quad (29)$$

Другая возможность проверить свойства ансамбля  $K^0$ -мезонов относительно CP-преобразования заключается в

поисках 2П -распада  $K_2^0$ - мезона, который полностью запрещен, если  $K_2^0$ - мезон является частицей, волновая функция которой нечетна относительно CP-преобразования.

На данную конференцию представлены результаты поисков 2П - распада  $K_2^0$ - мезона, проведенных в трех лабораториях. В Дубне <sup>28)</sup> на основе анализа около 800  $V^0$ - событий в камере Вильсона, облученных в нейтральных пучках синхрофазотрона ОИЯИ, для верхнего предела относительной вероятности.

2П - распада  $K_2^0$ - мезона получено значение

$$\Gamma_2(\pi^+\pi^-)/\Gamma_2 \leq 2,5 \cdot 10^{-3}$$

В упомянутой выше работе в Брукгейвене <sup>19)</sup> получено заключение, что

$$\Gamma_2(\pi^+\pi^-)/\Gamma_2 \leq 2,5 \cdot 10^{-3}.$$

Иллинойская группа <sup>29)</sup> получила для этой величины верхнее значение

$$\Gamma_2(\pi^+\pi^-)/\Gamma_2 \leq 3 \cdot 10^{-3}.$$

Эта проблема изучалась в специально проведенных Принстонской группой <sup>30)</sup> опытах в пучке  $K_2^0$ - мезонов от AGS в Брукгейвене. Я не буду останавливаться на деталях этого эксперимента, поскольку с ними можно познакомиться в материалах секционного заседания. Подробное обсуждение его результатов на секционном заседании и в кулуарах конференции свидетельствует о том, что нет возможности указать на какие-либо серьезные аппаратурные или физические причины, которые могли бы объяснить полученные Принстонской группой результаты. Таким образом, имеются указания на возможное существование 2П - распада  $K_2^0$ - мезонов, относительная вероятность которого на основе этого эксперимента оценивается величиной:

$$\Gamma_2(\pi^+\pi^-)/\Gamma_2 = (2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}. \quad (30)$$

Если это так, то тогда волновая функция  $K_2^0$ -мезона не является собственным состоянием CP-преобразования. Если ее представить в виде

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} [(K^0 - \bar{K}^0) + \epsilon (K^0 + \bar{K}^0)],$$

то для модуля величины  $\epsilon$  получается значение

$$|\epsilon| \approx 2,3 \cdot 10^{-3}. \quad (31)$$

Полученный результат является чрезвычайно важным по своим последствиям, поскольку появляется альтернатива: либо  $K_1^0$  и  $K_2^0$ - мезоны не являются собственными состояниями CP-преобразования, либо вообще CP-инвариантность слабых взаимодействий не имеет места. Будем надеяться, что ответ на этот вопрос будет получен в ближайшее время.

#### § 5. Структура трехчастичных лептонных распадов

##### K - мезонов (K<sub>2</sub> - распады).

На данную конференцию представлены сведения о спектрах и корреляциях в  $K_{2$ - распадах  $K^+$  и  $K^-$ - мезонов, полученные

- а) в Дубне: 30 - литровая ксенонная камера в пучке останавливающихся  $K^+$ - мезонов <sup>31)</sup>;
- б) в Мичигане: 30 - см.ксенонная пузырьковая камера в пучке останавливающихся  $K^+$ - мезонов <sup>6)</sup>;
- в) в Пардуде <sup>32)</sup>: 30 - дюймовая пузырьковая камера с тяжелым наполнением в пучке остановившихся  $K^-$ - мезонов;
- г) в Беркли <sup>33), 34), 35)</sup>: 30 - дюймовая пузырьковая камера в пучке останавливающихся  $K^+$ - мезонов;
- д) в Турине <sup>36)</sup>: 81-см.водородная камера в пучке остановившихся  $K^+$ - мезонов.

Сведения о спектрах в  $K_2^0$  - распадах получены в следующих работах:

- е) Дубна <sup>37)</sup>: большая камера Вильсона;
- ж) Иллинойсе <sup>38)</sup>: искровые камеры.

Наконец, представлены данные о поляризации  $\mu^+$  мезонов в  $K_{\mu 3}^+$  - распадах, полученные в двух группах;

- з) Москва <sup>39)</sup>: фотоэмульсионная камера;
- и) Беркли-Висконсин <sup>35)</sup> (30 - дымовая камера с тяжелым наполнением).

Вопрос о варианте взаимодействия решается на основе измерений энергетических спектров лептонов и угловых корреляций в  $K_{e 3}$  - распадах  $K^+$  и  $K_2^0$  - мезонов.

В наиболее общем виде матричный элемент  $K_{e 3}$  - распада может быть записан в виде

$$M \sim \sum \bar{\psi}_\nu O_\alpha \psi_e A_\alpha, \quad (32)$$

где  $O_\alpha$  - дираковская матрица, соответствующая одному из трех возможных типов взаимодействий: скалярному, тензорному и векторному, и  $\bar{\psi}_\nu O_\alpha \psi_e$  - лептонный ток, а  $A_\alpha$  - ток сильно взаимодействующих частиц, который имеет вид

$$\text{скалярное взаимодействие } A_\alpha \sim f_S(q^2),$$

$$\text{тензорное взаимодействие } A_\alpha \sim f_T(q^2) P_K P_\pi,$$

$$\text{векторное взаимодействие } A_\alpha \sim f_+(q^2)(P_K + P_\pi)_\alpha + f_-(q^2)(P_K - P_\pi)_\alpha,$$

где  $P_K$  и  $P_\pi$  - четырехмерные импульсы соответственно  $K$ - мезона и  $\pi$ - мезона и  $f(q^2)$  формфакторы соответствующих вариантов взаимодействия, зависящие от энергии  $\pi$ - мезонов. Вопрос о варианте взаимодействия в  $K_{e 3}$  - распадах удобнее решить, исследуя  $K_{e 3}$  - распады. Действительно, в этом случае, если записать  $A_\alpha$  в виде

$$\frac{1}{2} [f_+(P_K + P_\pi) + f_-(P_K - P_\pi)]_\alpha = [f_V P_K + g_V (P_K - P_\pi)]_\alpha, \quad (33)$$

где  $f_+ = f_V$   $f_- = 2g_V + f_V$ ,

то часть матричного элемента, пропорциональная  $g_V$ , приводится к виду "эффективного" скалярного взаимодействия

$$g_V m_e \bar{\psi}_\nu (1 - \gamma_5) \psi_e,$$

вклад от которого пропорционален массе излучаемого заряженного лептона  $e$ , следовательно, мал в  $K_{e 3}$  - распадах. Таким образом, в предположении чистого варианта взаимодействия могут быть получены предсказания о корреляционных и спектральных характеристиках  $K_{e 3}$  - распада, сравнение которых с экспериментально полученными дает возможность решить о варианте взаимодействия в этом распаде. Результаты такого анализа, выполненного различными группами, представившими свои данные на конференцию, можно видеть в табл. I. Сравнение предсказаний различных вариантов теории с экспериментальными данными можно видеть для лептон-пионных корреляций на рис. I, для позитронных спектров на рис. 2.

Анализ сведений о различного типа корреляциях в  $K_{e 3}^+$  - распаде дает безотносительно к энергетической зависимости формфакторов определенную возможность прийти к заключению, что этот распад описывается векторным вариантом взаимодействия. То, что к такому же выводу приводит и анализ энергетических спектров частиц - продуктов  $K_{e 3}^+$  - распада в предположении слабой зависимости формфакторов от энергии  $\pi$  - мезона, свидетельствует в пользу справедливости такого предположения в случае векторного формфактора  $f_+$ . Тогда можно сделать количественные оценки зависимости векторного формфактора от квадрата четырехмерного переданного импульса  $q^2$ . Если записать

эту зависимость в виде

$$f_+ \sim 1 + \lambda \frac{q^2}{m_\mu^2}, \quad (34)$$

то значения параметра  $\lambda$ , полученные различными группами, дают усредненную величину, равную

$$\lambda = -0,01 \pm 0,02. \quad (35)$$

Таким образом,  $K_{e3}^+$ -распад описывается векторным вариантом взаимодействия с практически постоянным формфактором  $f_+$ . В пределах ошибок опыта количественный характер этой зависимости пока не установлен. Во всяком случае видно, что энергетическая зависимость формфактора  $f_+$  определяется очень малым значением параметра  $\lambda$ , о величине которого пока говорить рано.

Теперь о  $K_{e3}$ -распадах  $K_2^0$ -мезонов. Ранее в работе Лэрса и др. <sup>20)</sup> было показано, что в наилучшем соответствии с экспериментальными данными о  $K_2^0$ -мезонах находятся предсказания векторного варианта теории с приблизительно постоянным формфактором. Новые данные по этому вопросу на основе 548  $K_{e3}$ -распадов представлены Иллинойской группой <sup>40)</sup>

(см. рис. 3) свидетельствуют в пользу  $V$ -варианта взаимодействия. Этот вывод подтверждается и результатами, полученными в Дубне <sup>41)</sup>. В Иллинойсе <sup>40)</sup> была предпринята также попытка определить энергетическую зависимость формфактора  $f_+$ . Имеющиеся данные удовлетворяет зависимость  $f_+(q^2)$  в виде

$$f_+(q^2) \sim 1 + (6 \pm 2) \cdot 10^{-2} \frac{q^2}{m_\pi^2} \quad (36)$$

В согласии с этим результатом находятся и данные, полученные в Дубне.

Резюмируя данные о  $K_{e3}$ -распаде  $K^+$  и  $K_2^0$ -мезонов, можно утверждать, что с большой степенью достоверности такой распад описывается векторным взаимодействием с формфактором  $f_+$ , который слабо зависит от квадрата переданного лептонам импульса  $q^2$ .

Вопрос о варианте взаимодействия в  $K_{\mu 3}^+$ -распаде также решается на основе анализа сведений о корреляциях и энергетических спектрах частиц-продуктов его распада. Дополнительная информация может быть получена еще из измерений поляризации  $\mu^+$ -мезонов от этого распада. Результаты проделанного различными группами анализа полученных ими экспериментальных данных и представленные на данную конференцию, сведены в табл. II. Данные табл. II иллюстрируются материалами, полученными в исследованиях характеристик  $K_{\mu 3}^+$ -распадов: на рис. 4 показаны  $\mu^+\pi^-$ -корреляции, на рис. 5  $\pi^+\pi^-$ -корреляции в  $K^0$ -распаде, а на рис. 6 и 7 - поляризационные характеристики  $\mu^+$ -мезонов, полученные в Москве и в Беркли. Видно, что в приближении независимости формфакторов от  $q^2$  экспериментальные данные свидетельствуют в пользу векторного варианта взаимодействия в  $K_{\mu 3}^+$ -распаде. При этом значение параметра  $\xi = f_-/f_+$  должно быть принято приблизительно равным нулю. К такому же выводу можно прийти на основе рассмотрения данных о  $K_{\mu 3}$ -распаде  $K_2^0$ -мезонов, представленных на данную конференцию Иллинойской и Дубненской группами и ранее опубликованных данных Лэрса и др. <sup>20)</sup>  $\xi = 0,7 \begin{smallmatrix} +0,9 \\ -1,3 \end{smallmatrix}$ ).

Таким образом, в рамках довольно естественного допущения о приблизительно постоянных формфакторах, экспериментальные данные о  $K_{\mu 3}$ -распадах свидетельствуют в пользу векторного варианта взаимодействия в этом распаде  $K$ -мезонов со значением параметра  $\xi$ , близким к нулю. Более точное представление о  $\xi$  может быть получено из известного значения отношения вероятностей  $K_{\mu 3}$  и  $K_{e3}$ -распадов. Имеет место соотношение

$$R = 0,651 + 0,126 \xi + 0,0189 \xi^2 + \dots \quad (37)$$

Поскольку измеренные значения  $R$  для  $K^+$  и  $K_2^0$  - мезонов близки ( см. (15), (23) и (25) ), то можно использовать их среднее значение, которое равно  $R = 0,68 \pm 0,04$ . Тогда из (37) следуют два решения для  $\xi$

$$\xi_1 = -6,9 \pm 0,6 \quad \xi_2 = 0,2 \pm 0,6. \quad (38)$$

На основе приведенных выше данных большое отрицательное значение  $\xi$  должно быть отброшено. Приблизительное равенство нулю, величины  $\xi$  означает, что матричный элемент  $K_{e3}$  и  $K_{\mu 3}$  - распадов (33) определяется членом, пропорциональным  $t_4$ . Тогда он становится аналогичным матричному элементу  $\Pi_{e3}$ -распада, который пропорционален  $(P_{\mu^+} + P_{\mu^0})$ . Такая аналогия имеет место в приближении унитарной симметрии, если предполагается сохранение тока унитарного спина.

Получившееся согласие данных о величине  $\xi$ , полученных из спектральных данных и из величины  $R = \frac{K_{\mu 3}}{K_{e3}}$ , позволяет рассмотреть вопрос о  $e\mu$ -универсальности в лептонных трехчастичных распадах  $K^+$ -мезонов, поскольку в матричном элементе (33) формфакторы одинаковы для  $K_{e3}$  и  $K_{\mu 3}$  распадов. Для констант связи  $A_\mu$  и  $A_e$ , характеризующих эти два типа лептонных распадов  $K^+$ -мезонов, на основе данных, полученных в Мичигане, следует, что

$$A_\mu / A_e = 1,08 \pm 0,14. \quad (39)$$

Это соответствует данным о  $e\mu$ -универсальности в слабых процессах с  $\Delta S = 0$ . Теперь, предполагая  $e\mu$ -универсальность справедливой, можно оценить снова энергетическую зависимость формфакторов. Если она имеет вид

$$f_v = A(1 + \lambda q^2 / m_\pi^2) \\ f_s = B(1 + \lambda' q^2 / m_\pi^2)$$

то константы имеют значения

$$A = (7,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-2} \frac{\text{сек}^{-1/2}}{\text{МэВ}^2}$$

$$B = -(4,2 \pm 2,8) \cdot 10^{-2} \frac{\text{сек}^{-1/2}}{\text{МэВ}^2}$$

$$\lambda = -0,02 \pm 0,03$$

Константа  $\lambda'$  пока не может быть определена из имеющихся данных. Отсюда имеем

$$B/A = -0,54 \pm 0,35.$$

В случае унитарной симметрии ожидается  $\frac{B}{A} = -0,5$ .

В Пардуде впервые получены сведения об энергетическом спектре  $\mu^-$ -мезонов в  $K_{\mu 3}$ -распадах отрицательных  $K^-$ -мезонов. Они также соответствуют векторному варианту теории со значением параметра  $\xi$ , приблизительно равным нулю.

Укажем, наконец, что если  $\xi = 0$  и имеет место  $e\mu$ -универсальность, то будем иметь, что

$$R = \Gamma(K_{\mu 3}) / \Gamma(K_{e3}) = 0,651$$

### § 6. Распады $\Lambda^0$ -гиперонов.

Из "мировых" данных о времени жизни  $\Lambda^0$ -гиперона следует, что

$$\tau_{\Lambda^0} = (2,51 \pm 0,09) \cdot 10^{-10} \text{ сек} \quad (40)$$

или

$$\Gamma_{\Lambda^0} = (0,399 \pm 0,001) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}.$$



Представленные на конференцию данные о вероятности  $\beta$ -распада  $\Lambda^0$ -гиперона сведены совместно с ранее известными в нижеследующую таблицу

	Количество случаев	$R = \frac{\Gamma_{\beta e\nu}^{\Lambda}}{\Gamma^{\Lambda}} \cdot 10^3$
C. Baglin et al. <sup>42)</sup>	102	$0,78 \pm 0,12$
R. Ely et al. <sup>43)</sup>	62	$0,82 \pm 0,13$
V. Lind et al. <sup>44)</sup>	22	$1,55 \pm 0,34$
B. Aubert et al. <sup>45)</sup>	8	$2,9 \pm 1,4$

Для среднего значения отсюда получается величина

$$\hat{\Gamma}_{\beta e\nu} / \hat{\Gamma}^{\Lambda} = (0,86 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}, \quad (41)$$

что соответствует

$$\hat{\Gamma}_{\beta e\nu} = (0,34 \pm 0,04) \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1} \quad (41)$$

В "мировых" данных имеется 13 событий  $\mu$ -распада  $\Lambda^0$ -гиперона (9 - Висконсин <sup>41)</sup>, 2 - ЦЕРН и 2 - ЦЕРН-Париж, Лондон-Берген <sup>46)</sup>. Относительная вероятность этого распада оценивается величиной

$$\hat{\Gamma}_{\mu\nu} / \hat{\Gamma}^{\Lambda} = (0,13 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}. \quad (42)$$

Если имеет место  $e\mu$ -универсальность в лептонных распадах  $\Lambda^0$ -гиперона, то отношение вероятностей двух возможных его лептонных распадов равно отношению фазовых объемов, т.е.

$$\hat{\Gamma}_{\mu\nu} / \hat{\Gamma}_{\beta e\nu} = 0,165,$$

что дает

$$\hat{\Gamma}_{\mu\nu} = (0,14 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}.$$

Это согласуется с экспериментально найденным значением (42)

для  $\hat{\Gamma}_{\mu\nu}^{\Lambda}$  и свидетельствует в пользу  $e\mu$ -универсальности, как это было и при анализе данных о  $K_{\mu 3}^+$  и  $K_{e 3}^+$ -распадах (см. (39)).

### § 7. Распады $\Sigma^{\pm}$ -гиперонов

Известные данные о временах жизни заряженных  $\Sigma$ -гиперонов характеризуются следующими значениями <sup>7)</sup>

$$\begin{aligned} \tau_{\Sigma^+} &= (0,81 \pm 0,06) \cdot 10^{-10} \text{ сек} \\ \tau_{\Sigma^-} &= (1,61 \pm 0,1) \cdot 10^{-10} \text{ сек}, \end{aligned} \quad (43)$$

что соответствует значениям вероятностей

$$\begin{aligned} \Gamma^{\Sigma^+} &= (1,24 \pm 0,09) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1} \\ \Gamma^{\Sigma^-} &= (0,622 \pm 0,040) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}. \end{aligned}$$

До настоящего времени задекларировано около 70 событий  $\beta$ -распадов отрицательно заряженных  $\Sigma^-$ -гиперонов. В то же время нет пока ни одного надежно идентифицированного случая распада  $\Sigma^+ \rightarrow ne^+ \nu$ . Имеющиеся сейчас сведения о  $\beta$ -распадах  $\Sigma^{\pm}$ -гиперонов можно видеть в приведенной ниже таблице

	Число событий $\Sigma^- \rightarrow ne\nu$	$\frac{\Gamma_{ne\nu}^{\Sigma^-} \cdot 10^3}{\Gamma^{\Sigma^-}}$	$\frac{\Gamma_{ne\nu}^{\Sigma^+}}{\Gamma^{\Sigma^+}}$
H. Courant et al. <sup>47)</sup>	31	$1,4 \pm 0,3$	$< 0,12$
C. Chang et al. <sup>48)</sup>	11	$1,4 \pm 0,4$	$< 0,12$
T. Murphy et al. <sup>49)</sup>	11	$1,0 \pm 0,4$	$< 0,4$
D. Miller et al. <sup>50)</sup>	16	$1,15 \pm 0,4$	$< 0,1$

Для предного значения относительных вероятностей  $\beta$ -распада  $\Sigma^{\pm}$ -гиперонов получаются величины

$$\frac{\Gamma_{ne\nu}^{\Sigma^-}}{\Gamma^{\Sigma^-}} = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \quad (44)$$

$$\frac{\Gamma_{\text{neV}}^{\Sigma^+}}{\Gamma^{\Sigma^+}} \leq 10^{-4} \quad (45)$$

Сейчас известны <sup>51)</sup> 22 события  $\mu$ -распада  $\Sigma^-$ -гиперонов. Это соответствует величине относительной вероятности этой моды распада, равной

$$\frac{\Gamma_{\mu\nu}^{\Sigma^-}}{\Gamma^{\Sigma^-}} = (0,7 \pm 0,15) \cdot 10^{-3} \quad (46)$$

Из  $\mu e$ -универсальности следует, что

$$\frac{\Gamma_{\mu\nu}^{\Sigma^-}}{\Gamma_{\text{neV}}^{\Sigma^-}} = 0,46$$

и, используя (44), получаем

$$\frac{\Gamma_{\mu\nu}^{\Sigma^-}}{\Gamma^{\Sigma^-}} = 0,6 \cdot 10^{-3},$$

что, очевидно, находится в хорошем согласии с экспериментально найденным значением (46) этой величины, подтверждая  $e\mu$ -универсальность.

Теперь о  $\mu$ -распадах  $\Sigma^+$ -гиперонов. До сих пор известен пока только один случай распада  $\Sigma^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ , найденный в Беркли <sup>52)</sup>. Опубликованы ещё два кандидата в пользу этого канала  $\Sigma^+$ -распада, но они могут быть объяснены как распады по моде  $\Sigma^+ \rightarrow \mu^+ \pi^0$ . Таким образом, основываясь только на событии, зафиксированном в Беркли, можно утверждать, что

$$\frac{\Gamma_{\mu\nu}^{\Sigma^+}}{\Gamma^{\Sigma^+}} < 2 \cdot 10^{-4} \quad (47)$$

Для  $\Sigma^+$ -гиперонов возможны ещё и лептонные распады с  $\Delta S=0$  по каналам

$$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + \nu \quad (48)$$

Для распадов по схеме  $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \nu$  известно <sup>51)</sup> около 20 событий, что соответствует

$$\frac{\Gamma_{\Lambda e \nu}^{\Sigma^-}}{\Gamma^{\Sigma^-}} = (0,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} \quad (49)$$

По 4-м зафиксированным до сих пор событиям распадов  $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 e^+ \nu$  можно заключить, что <sup>51)</sup>

$$\frac{\Gamma_{\Lambda e \nu}^{\Sigma^+}}{\Gamma^{\Sigma^+}} = (0,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-4} \quad (50)$$

Заметим здесь в связи с этой модой  $\Sigma^{\pm}$ -распадов с  $\Delta S=0$ , что если в этих распадах справедлива гипотеза сохраняющегося векторного тока, то этот тип распада обусловлен аксиально-векторным взаимодействием <sup>1)</sup>. Для положительной относительной  $\Lambda \Sigma$ -четности тогда универсальная четырехфермionная теория предсказывает следующие значения относительных вероятностей:

$$\frac{\Gamma_{\Lambda e \nu}^{\Sigma^-}}{\Gamma^{\Sigma^-}} = 1 \cdot 10^{-4} \quad \frac{\Gamma_{\Lambda e \nu}^{\Sigma^+}}{\Gamma^{\Sigma^+}} = 0,6 \cdot 10^{-4}.$$

Видно, что предсказания находятся в хорошем согласии с известными экспериментальными значениями (49) и (50).

### § 8. Распады $\Xi$ -гиперонов.

По последним <sup>53,54,55)</sup> данным масса  $\Xi^-$ -гиперона равна

$$m_{\Xi^-} = (1321,2 \pm 0,3) \text{ Мэв}, \quad (51)$$

а  $\Xi^0$ -гиперон легче  $\Xi^-$ -гиперона на величину

$$\Delta m = m_{\Xi^-} - m_{\Xi^0} = (6,3 \pm 1,05) \text{ Мэв}. \quad (52)$$

Это находится в хорошем согласии со значением  $\Delta m$ , найденным Коллеманом и Глэшоу <sup>56)</sup> на основе соображений слабого нарушения  $\mathcal{SU}(3)$ -симметрии:

$$\Delta m = (m_{\Sigma^-} - m_{\Sigma^+}) - (m_n - m_p) = 6,7 \pm 0,4.$$

Время жизни  $\Xi^-$ -гиперона сейчас оценивается величиной

$$\tau_{\Xi^-} = (1,76 \pm 0,05) \cdot 10^{-10} \text{ сек}. \quad (53)$$

Для времени жизни  $\Xi^0$ -гиперона, полученные различными группами данные, не так хорошо совпадают между собой, как в случае  $\Xi^-$ , и их среднее равно

$$\tau_{\Xi^0} = (2,80 \pm 0,26) \cdot 10^{-10} \text{ сек} \quad (54)$$

Эти величины времен жизни соответствуют вероятностям

$$\Gamma_{\Xi^-} = (0,57 \pm 0,01) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$$

$$\Gamma_{\Xi^0} = (0,36 \pm 0,04) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$$

Хелисити  $\Lambda^0$  - гиперона от распада  $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$  определяется независимо от спина  $\Xi^-$  гиперона  $M_{\Xi^-}$  как

$$\alpha_{\Xi^-} = \frac{2 \operatorname{Re} a^* b}{|a|^2 + |b|^2},$$

где  $a$  - амплитуда перехода в состояние  $\bar{1}\Lambda$  - системы с орбитальным моментом  $l = \frac{1}{2}$ , а  $b$  - амплитуда перехода в состояние с  $l = \frac{3}{2}$ . Экспериментальные измерения функции распределения

$$[1 + \alpha_{\Lambda} \alpha_{\Xi} (\bar{\Lambda} \bar{P})] d(\bar{\Lambda} \bar{P}),$$

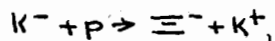
где  $\bar{\Lambda}$  и  $\bar{P}$  - единичные векторы  $\Lambda^0$  гиперона и протона соответственно от  $\Xi^-$  и  $\Lambda^0$  распадов, дают

$$\alpha_{\Lambda} \alpha_{\Xi^-} = -0,30 \pm 0,04.$$

Используя значение  $\alpha_{\Lambda} = +0,62 \pm 0,07$ , отсюда получаем

$$\alpha_{\Xi^-} = -0,48 \pm 0,08. \quad (55)$$

Оценка величины спина  $\Xi^-$  гиперона была сделана группой Калифорнийского университета, с помощью метода Ли и Янга. Используя ансамбль  $\Xi^-$  гиперонов, полученный в реакции



при  $P_{K^-} = 1,8$  Гэв/с и  $P_{K^+} = 1,95$  Гэв/с, они на основе экспериментальных данных оценили величину плотности заселения подсостояний с  $m_{\Xi} = 3/2$

$$I_{\pm 3/2} = \frac{1}{4} \left\{ (1 - 5P_2) \pm \frac{1}{\alpha_{\Xi^-}} (9P_1 - \frac{2}{3}P_3) \right\},$$

где  $P_n = \langle P_n^0(\cos\vartheta) \rangle$  и  $\cos\vartheta = \vec{n} \cdot \vec{x}$  ( $\vec{n}$  - нормаль к плоскости генерации  $\Xi^-$  гиперонов).

Найдено, что

$$I_{-3/2} = -0,28 \pm 0,21.$$

Сиракузская группа исследовала зависимость хелисити  $\Lambda^0$ -гиперонов от угла  $\vartheta$  и нашла, что

$$I_{-3/2} = -0,91 \pm 0,40.$$

Для среднего значения этой величины отсюда имеем

$$I_{3/2} = -0,33 \pm 0,20.$$

Таким образом, это значение на 1,65 стандартных отклонений отличается от  $I_{3/2} = 0$ , если бы спин  $\Xi^-$  гиперона был равен  $M_{\Xi^-} = \frac{1}{2}$ . Отсюда следует, что возможно, что  $M_{\Xi^-} = \frac{1}{2}$ , но значение  $M_{\Xi^-} = \frac{3}{2}$  пока не может быть исключено имеющимися экспериментальными данными. Предполагая, что  $M_{\Xi^-} = \frac{1}{2}$ , параметры  $\Xi^-$  - распада

$$\alpha_{\Xi^-} = \frac{2 \operatorname{Re} S P^*}{|S|^2 + |P|^2}, \quad \beta_{\Xi^-} = \frac{2 \operatorname{Im} S P^*}{|S|^2 + |P|^2}, \quad \gamma_{\Xi^-} = \frac{|S|^2 - |P|^2}{|S|^2 + |P|^2} \quad (56)$$

$$\alpha_{\Xi}^2 + \beta_{\Xi}^2 + \gamma_{\Xi}^2 = 1, \quad (57)$$

находим из измерений функции распределения

$$f(\vec{k}, \vec{P}) = \frac{1}{4} \{ 1 + \alpha_{\Xi} \vec{P}_{\Xi} \vec{k} \} \{ 1 + \alpha_{\Lambda} \vec{P}_{\Lambda} \vec{P} \},$$

где  $\vec{P}_{\Lambda} = \frac{(\alpha_{\Xi} + \vec{P}_{\Xi} \vec{P}) \vec{k} + \beta_{\Xi} \vec{P}_{\Xi} \vec{\Lambda} + \gamma_{\Xi} \vec{k} \times (\vec{P}_{\Xi} \times \vec{\Lambda})}{1 + \alpha_{\Xi} \vec{P}_{\Xi} \vec{k}}$

и  $\vec{P}_{\Xi}$  - вектор поляризации  $\Xi^-$  гиперонов, направленный, очевидно, вдоль нормали  $\vec{n}$ . Параметр  $\alpha_{\Xi}$  определяется с хорошей точностью, а точность определения  $\beta_{\Xi}$  и  $\gamma_{\Xi}$  гораздо хуже. Но из (57) видно, что эти величины коррелированы и можно поэтому написать

$$\beta_{\Xi} = \sqrt{1 - \alpha_{\Xi}^2} \sin \Phi$$

$$\gamma_{\Xi} = \sqrt{1 - \alpha_{\Xi}^2} \cos \Phi.$$

Известные экспериментальные данные дают следующие усредненные величины параметров  $\alpha_{\Xi}$  и  $\Phi$ :

$$\alpha_{\Xi^-} = -0,48 \pm 0,05$$

$$\Phi_{\Xi^-} = +9^\circ \pm 10^\circ.$$

Таким образом, имеем набор параметров распада  $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$  в виде

$$\begin{aligned} \alpha_{\Xi^-} &= -0,48 \pm 0,05 \\ \beta_{\Xi^-} &= +0,14 \pm 0,17 \\ \gamma_{\Xi^-} &= +0,85 \pm 0,04 \end{aligned} \quad (58)$$

В Беркли были проанализированы данные о  $\Xi^-$ -распадах<sup>57)</sup> с целью получения сведений об этих параметрах для чего использовался метод тензоров поляризации<sup>58)</sup>. Результаты анализа зависят от предположений о характеристиках ансамбля  $\Xi^-$ -гиперонов. В рамках указанных выше соображений получается, что  $\alpha_{\Xi^-} = -0,2$  и  $\gamma_{\Xi^-} = +0,9$ . Из этого значения  $\gamma_{\Xi^-}$  следует, что в распаде  $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$  доминирует канал, в котором  $\Lambda \pi^-$ -система в конечном состоянии находится в  $S$ -состоянии.

$$|P/S|^2 = 0,08 \pm 0,02.$$

Как известно, аналогичная ситуация имеет место и в нелептонных  $\Lambda^0$ -распадах, где найдено, что

$$\begin{aligned} \delta = \gamma_{\pi \pi} &= +0,78 \pm 0,04 \\ \delta_0 = \gamma_{\pi \pi^0} &= +0,78 \pm 0,22 \\ &\quad - 0,42, \end{aligned} \quad (59)$$

что соответствует

$$\begin{aligned} |P/S| &= 0,35 \pm 0,03 \\ |P_0/S_0| &= 0,39 \pm 0,12 \end{aligned}$$

и свидетельствует в пользу доминирующего вклада от  $S$ -состояния конечной  $\pi$ -нуклонной системы от  $\Lambda^0$ -распада.

Параметры асимметрии нелептонного распада  $\Xi^0$ -гиперона известны сейчас ещё с плохой точностью. Полученные различными группами значения  $\alpha_{\Xi^0}$  характеризуются следующими значениями

	Число $\Xi^0$	$\alpha_{\Xi^0}$
LRL	91	$-0,22 \pm 0,18$
UCLA	45	$+0,07 \pm 0,26$ (60)
BNL + $\delta_{12}$	26	$-0,32 \pm 0,32$

С большой вероятностью можно думать, что  $\alpha_{\Xi^0}$  является как в случае  $\alpha_{\Xi^-}$  отрицательной величиной. Но о количественном его значении пока говорить не приходится.

Ранее опубликованные<sup>53)</sup> данные о трех событиях  $\beta$ -распада  $\Xi^-$ -гиперона по схеме  $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \bar{\nu}$  соответствует значению относительной вероятности этого распада, равной

$$\Gamma_{\Lambda e \bar{\nu}} / \Gamma_{\Xi^-} = (2,4 \pm 1,3) \cdot 10^{-3}. \quad (61)$$

Наконец, были предприняты попытки поисков распадов по каналу  $\Xi^- \rightarrow \pi \pi^-$ , соответствующему  $\Delta S = 2$ . Не найдено ни одного события, что означает

$$R = \frac{\Xi^- \rightarrow \pi \pi^-}{\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-} < 5 \cdot 10^{-3}.$$

### § 9. Структура взаимодействий, обуславливающих лептонные распады элементарных частиц.

Приведенные выше экспериментальные данные о различных характеристиках лептонных распадов странных частиц совместно

с известными фактами о лептонных распадах  $\mu$  и  $\Pi$ -мезонов позволяют определить константы, характеризующие токи сильно взаимодействующих частиц в этих процессах в теории Кабиббо.

Во-первых, из сравнения вероятностей распадов  $K_{A2}^+$  и  $\pi_{\mu 2}^+$  можно найти угол смешивания аксиально-векторных взаимодей-

ствий с  $\Delta S = 0$  и  $\Delta S = 1$ . Он оказывается равным

$$|\nu_{\Lambda}| = 0,265 \pm 0,005. \quad (62)$$

Далее, сравнивая вероятности  $K_{e3}^+$  и  $\pi_{e3}^+$  - распадов, получаем следующее значение угла смешивания  $\nu_{\nu}$  векторных взаимодействий с  $\Delta S = 0$  и  $\Delta S = 1$ .

$$|\nu_{\nu}| = 0,238 \pm 0,018. \quad (63)$$

В модификации этой теории, предложенной Брене и др.<sup>3)</sup> имеется ещё такой же угол смешивания  $\nu_0$  для токов с  $\Delta S = 0$  и  $\Delta S = 1$  в барионных лептонных распадах, в которых имеют место вклады как от векторных, так и аксиально-векторных взаимодействий. Используя данные о  $\beta$  - распаде нейтрона, можно получить связь между константой перенормировки в аксиально-векторных взаимодействиях  $\rho$  и углом  $\nu_0$  в следующем виде

$$\rho^2 = \frac{1,724}{\cos^2 \nu_0} - 0,331.$$

Затем, используя сведения о вероятностях распадов  $\Lambda \rightarrow p e \nu$  и  $\Sigma \rightarrow n e \nu$ , можно найти численные значения следующих констант

$$\rho = 1,221 \pm 0,016$$

$$|\nu_0| = 0,234 \pm 0,016$$

$$\alpha_A = 0,68 \pm 0,03.$$

Эти же значения констант получаются, если использовать данные о распадах  $\Sigma \rightarrow \Lambda e \nu$  или  $\Sigma \rightarrow n p \nu$ . Для средних взвешенных величин получаются значения

$$|\nu_0| = 0,236 \pm 0,014$$

$$\rho = 1,223 \pm 0,016.$$

Видно хорошее согласие величин  $|\nu_{\nu}|$  и  $|\nu_0|$ , от которых несколько отличается значение  $|\nu_{\Lambda}|$ . По-видимому, это обусловлено проявлением энергетической зависимости формфакторов, поскольку, очевидно, что в  $K_{\mu 2}$  распаде переданный импульс

заметно больше этой величины в  $K_{e2}$  - распадах и лептонных распадах барионов. Теперь можно сравнить предсказания о вероятностях различных лептонных распадов барионов, получаемые в теории Фейнмана-Гелл-Мана, в теории Кабиббо и её модифицированном варианте Брене и др., с известными экспериментальными данными. Результаты приведены в табл. III. Из этих данных видно, что экспериментальный материал либо ещё недостаточно определенный, либо вообще отсутствует, а поэтому окончательных суждений по этому вопросу сделать нельзя. Очевидно, только, что классическая теория Фейнмана-Гелл-Мана дает предсказания о вероятностях  $\beta$ -распадных процессов с  $\Delta S = 1$ , которые в 20-30 раз больше известных экспериментально. В то же время имеется хорошее согласие по порядку величин экспериментальных данных с предсказаниями вариантов Кабиббо и Брене и др.

В работе<sup>47)</sup> проведен анализ лептонных распадов барионов с целью уточнения параметров первоначальной теории Кабиббо, которыми, кроме угла  $\theta$ , являются значения приведенных матричных элементов  $F_{ij}$  от связей F-типа и D-типа, которые определяют аксиально-векторную часть матричного элемента лептонного распада бариона. Имеют место выражения для связи F и D-параметров с измеряемыми на опыте величинами:

$$\Gamma_{p e \nu}^{\Lambda} / \Gamma^{\Lambda} = 0,73 \cdot 10^{-2} \frac{2}{3} 8 \sin^2 \theta [1 + 2,98 (F + \frac{1}{3} D)^2]$$

$$\Gamma_{n e \nu}^{\Sigma} / \Gamma^{\Sigma} = 1,52 \cdot 10^{-2} 8 \sin^2 \theta [1 + 2,95 (D - F)^2]$$

$$\Gamma_{\Lambda e \nu}^{\Sigma} / \Gamma^{\Sigma} = 0,6 \cdot 10^{-4} \frac{2}{3} \cos^2 \theta [3,00 D^2]$$

$$\Gamma_{\Lambda e \nu}^{\Xi} / \Gamma^{\Xi} = 5,7 \cdot 10^{-3} \frac{2}{3} 8 \sin^2 \theta [1 + 2,98 (F - \frac{1}{3} D)^2]$$

$$\frac{g_V(n \rightarrow pe\nu)}{g_V(n \rightarrow e\nu\nu)} = \cos^2 \vartheta \quad \frac{g_A(n \rightarrow pe\nu)}{g_A(n \rightarrow pe\nu)} = F + D$$

$$g_V(\mu \rightarrow e\nu\nu) = 1,025/M_p^2.$$

Результаты этого анализа представлены на рис. 7. Точка С есть решение, полученное в работе Кабиббо<sup>2)</sup>. Вообще говоря, имеется два возможных решения А и В, первое из которых близко к С. Кажется, что в лучшем соответствии с известными данными о перемешивании связей F и D - типов в сильных взаимодействиях находится решение А. Решения искались в вариантах i) с использованием сведений о K<sup>+</sup> - распадах и ii) без использования этих данных. Результаты анализа и получающиеся предсказания о вероятностях некоторых мод лептонных распадов гиперонов приведены в таблице IV.

Рассмотрим теперь экспериментальные данные, которые могли бы дать информацию о структуре матричных элементов лептонных распадов барионов. По этому вопросу имеются сведения только о β - распаде Λ - гиперонов. Речь идет, во-первых, о результатах, которые были ранее опубликованы группой Париж-ЦЕРН-Лондон-Чилтон-Берген<sup>42)</sup> и основаны на анализе 102 событий распадов Λ<sup>0</sup> → peν в большой пузырьковой камере с тяжелым наполнением в магнитном поле 17000 гаусс, облученной в пучке K<sup>-</sup> мезонов с импульсом 1,45 Гэв/с. Эти выводы следующие: с 99% вероятностью исключается возможность описания экспериментальных данных скалярным и чисто векторным вариантами взаимодействия. Тензорное взаимодействие не исключается, но оно менее вероятно (15%), чем аксиально-векторное (35%) и смесь векторного и аксиально-векторного (38%) взаимодействий. Предполагая, что взаимодействие описывается смесью

векторного и аксиально-векторного взаимодействий, можно получить величину модуля отношения формфакторов этих взаимодействий. Наилучшее его значение есть

$$\left| \frac{C_A}{C_V} \right| = 0,8 \begin{matrix} + 0,9 \\ - 0,8 \end{matrix}, \quad (65)$$

а с 95% достоверностью оно заключено в пределах

$$0 \leq |C_A/C_V| < 3. \quad (66)$$

Как отмечают авторы, имеется возможность хорошо удовлетворить экспериментальным данным также и соответствующим выбором отношения формфакторов скалярного и тензорного вариантов взаимодействий.

Висконсинская группа<sup>44)</sup> в ансамбле 22 ρ - распадов поляризованных Λ<sup>0</sup> - гиперонов, зафиксированных в водородной пузырьковой камере, облученной π<sup>-</sup> мезонами с импульсом в интервале от 1 Гэв/с до 1,3 Гэв/с, исследовала корреляции вида  $\vec{P}_e \vec{\sigma}_\Lambda$  и  $\vec{P}_\nu \vec{\sigma}_\Lambda$ , где  $\vec{P}_e$  и  $\vec{P}_\nu$  - импульсы электрона и нейтрино, а  $\vec{\sigma}_\Lambda$  - вектор спина Λ - гиперона в его системе покоя. Функция распределения этих корреляций, например, для электронов, имеет вид

$$1 + \beta_e \rho_e \cos \psi_e, \quad (67)$$

где β<sub>e</sub> - скорость электрона, ρ<sub>e</sub> определяется соотношением

$$\rho_e = -2 \frac{\alpha^2 - \alpha}{1 + 3\alpha^2} \quad (68)$$

с величиной

$$\alpha = -C_A/C_V. \quad (69)$$

Для нейтрино имеет место выражение  $1 + \rho_\nu \cos \psi_\nu$ ,

$$\text{где } \rho_\nu = 2(\alpha^2 + \alpha)/(1 + 3\alpha^2).$$

Результаты Висконсинской группы соответствуют смеси V-A-варианта теории, давая<sup>59)</sup>

$$C_A/C_V = -0,82 \begin{matrix} + 0,5 \\ - 0,4 \end{matrix}. \quad (70)$$

При этом  $V-A$  - вариант более вероятен, чем  $V+A$  - вариант в соотношении  $10^4:1$ . Сведения о корреляциях вида  $\vec{e} [\vec{P}_e \times \vec{P}_\Lambda]$ , полученные в этой группе, свидетельствуют в пользу CP-инвариантности или, если справедлива CPT- теорема, то инвариантности относительно обращения времени. Отсюда следует заключение о том, что формфакторы действительны. Очевидно, что их можно считать практически постоянными, поскольку нет оснований ожидать их больших изменений в интервале кинетических энергий протонов до 14,6 Мэв в системе покоя  $\Lambda$  - гиперона. Корреляции типа  $\vec{P}_e \vec{e}$  в  $\beta$ - распаде  $\Lambda$  - гиперонов исследованы в ЦЕРН, с помощью методики искровых камер. Полученные в этой работе данные приводят к результату:

$$c_A/c_V = -0,4 \pm 0,4 \quad (71)$$

и  $V+A$  вариант ими исключается.

Для усредненного значения величин (65), (70) и (71) можно принять величину

$$c_A/c_V = -0,7 \pm 0,4 \quad (72)$$

Ещё одна оценка модуля отношения  $c_V/c_A$  может быть получена из известного значения абсолютной вероятности  $\beta$ -распада  $\Lambda$  - гиперона. Действительно согласно Сакураи<sup>37/</sup>

$$\Gamma_{\beta}^{\Lambda} = 2,15 \cdot 10^7 (0,206)^2 (1+3\alpha^2) \text{ сек}^{-1}, \quad (73)$$

что дает<sup>51)</sup>

$$|c_A/c_V| = 1,04 \pm 0,08. \quad (74)$$

Таким образом, наиболее вероятно, что  $\beta$ -распад  $\Lambda$ -гиперона описывается  $V-A$  - вариантом взаимодействия и оно может быть записано в форме

$$V - (0,7 \pm 0,4)A. \quad (75)$$

Конечно, точность экспериментальных данных ещё далеко не так хороша, как это хотелось бы, но видно согласие с предсказанием-

ми-теории. Эти данные свидетельствуют также о том, что влияние индуцированных формфакторов в  $\beta$  - распаде  $\Lambda$  - гиперона невелико.

Такова ситуация в проблеме структуры взаимодействия в  $\beta$  - распаде  $\Lambda$  - гиперона.

Можно оценить величину  $\alpha$  и для распада  $\Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu}$ . Используем для этого выражения для вероятности распада в виде

$$\Gamma = \frac{G^2 \sin^2 \theta \Delta^5}{60 \pi^3} (1+3\alpha^2), \quad (76)$$

которое для вероятности распада  $\Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu}$  дает

$$\Gamma_{n e \bar{\nu}}^{\Sigma^-} = 0,284 \cdot 10^7 (1+3\alpha^2) \text{ сек}^{-1}.$$

Сравнивая это с экспериментальными значениями вероятности рассматриваемого распада, получаем

$$|\alpha| = 0,8 \pm 0,1. \quad (77)$$

Аналогичная процедура в случае распада  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$  приводит к значению

$$|\alpha| = 2 \pm 1, \quad (78)$$

точность которого, конечно, неудовлетворительна в силу недостаточной статистической точности исходного значения вероятности  $\Gamma_{\Lambda e \bar{\nu}}^{\Xi^-}$ .

Вероятность  $\beta$  - распада  $\Xi^-$  - гиперона можно оценить, исходя из принципа универсальности. В этом случае воспользовавшись (76), можно написать связь между вероятностями  $\beta$  - распада  $\Lambda^0$  и  $\Xi^-$  - гиперонов в виде

$$\frac{\Gamma_{\Lambda e \bar{\nu}}^{\Xi^-}}{\Gamma_{\beta}^{\Lambda}} = \left( \frac{\Delta_{\Xi}}{\Delta_{\Lambda}} \right)^5 \frac{1+3\alpha_{\Xi}^2}{1+3\alpha_{\Lambda}^2}, \quad (79)$$

где

$$\Delta_{\Xi}/\Delta_{\Lambda} = 1,65.$$

Если  $\alpha_{\Xi} = \alpha_{\Lambda}$ , то из (79) следует, что

$$\Gamma_{\Lambda e \bar{\nu}}^{\Xi^-} = 7 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}.$$



Теория Кабиббо дает

$$\Gamma_{\Lambda}^{\Xi^-} = 1,8 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1},$$

а из её модификации, предложенной Брене и др. следует, что

$$\Gamma_{\Lambda}^{\Xi^-} = 3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}.$$

Таким образом, если  $\alpha_{\Xi} = \alpha_{\Lambda}$ , то оценки, основанные на принципе универсальности, приводят к значениям  $\Gamma_{\Lambda e \nu}^{\Xi^-}$ , которые меньше известного экспериментального значения этой величины и которые в то же время отличаются от значений, полученных в теории Кабиббо и в теории Брене и др. Как и в случае  $\Xi^-$ -распада  $\Lambda^0$ -гиперона, не исключено, что здесь имеет место проявление влияния индуцированных формфакторов. Но о количественных оценках их влияния здесь также говорить рано.

#### § 10. Правило $\Delta Q = \Delta S$ в лептонных распадах странных частиц.

Поскольку разбитые в § I соображения о структуре тока сильно взаимодействующих частиц в лептонных распадах элементарных частиц автоматически приводят к правилу отбора на изменения электрического заряда  $\Delta Q$  и странности  $\Delta S$  сильно взаимодействующих частиц в процессе распада, которое гласит, что

$$\Delta Q / \Delta S = +1,$$

то проверка справедливости выполнения этого правила отбора имеет фундаментальное значение.

Имеется возможность проверки выполнимости этого правила в опытах следующих типов.

I. Распад  $K^+$ -мезонов по схеме  $K_{e\pi}^+$ . В принципе имеются две возможности для этого канала распада. Первая из них



соответствует правилу  $\Delta Q = \Delta S$ , а во второй



имеет место правило  $\Delta Q = -\Delta S$ . Экспериментальные данные по этому вопросу получены Беркли-Висконсинской группой. Ими найдено 75 распадов по каналу (80) и один возможный случай распада по каналу (81), но он имеет альтернативное объяснение как  $\tau$ -распад, в котором  $\pi^-$ -мезон претерпел перезарядку в  $\pi^0$ -мезон и один из  $\nu$ -квантов конвертировал при этом, давая видимый электрон. Таким образом, в  $K_{e\pi}^+$ -распаде, описываемом аксиально-векторным взаимодействием, пока нет определенных свидетельств в пользу канала распада с  $\Delta Q = \Delta S$ . Для верхнего предела отношения амплитуд распадов с  $\Delta Q = -\Delta S$  и  $\Delta Q = \Delta S$  получается тогда с 95% достоверностью значение

$$X_{K_{e\pi}} = \frac{A_{K_{e\pi}}(\Delta Q = -\Delta S)}{A_{K_{e\pi}}(\Delta Q = \Delta S)} = 0,2. \quad (82)$$

2. Теперь посмотрим, что можно сказать о правиле  $\Delta Q = \Delta S$  в распадах, описываемых векторным взаимодействием. Это можно сделать, анализируя данные об электронных распадах нейтральных  $K$ -мезонов. Для этого необходимо измерить временную зависимость их лептонных распадов. Она имеет вид

$$N^+(t) + N^-(t) = c \left( \alpha e^{-t/\tau_1} + e^{-t/\tau_2} \right), \quad (83)$$

где

$$\alpha = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = \left( \frac{1 + X_{K^0}}{1 - X_{K^0}} \right)^2. \quad (84)$$

Здесь  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  - абсолютные вероятности лептонных распадов соответственно  $K_1^0$  - и  $K_2^0$ -мезонов и

$$X_{K^0} = \frac{A_{K^0}(\Delta Q = -\Delta S)}{A_{K^0}(\Delta Q = \Delta S)}. \quad (85)$$

Таким образом, для решения вопроса о возможной примеси амплитуды переходов с  $\Delta Q = -\Delta S$  необходимо сравнить выходы лептонных распадов  $K^0$ -мезонов при  $t < \tau_1$  и при  $t \gg \tau_1$ . Опубликованные ранее данные по этому вопросу сведены в ниже-следующую таблицу (см. Брукгейвенскую конференцию по слабым взаимодействиям сентябрь 1963 г.):

Беркли-Висконсин	22 случая	$\alpha = 11,9 \begin{matrix} + 7,5 \\ - 5,6 \end{matrix}$
Беркли	23 случая	$\alpha = 6,6 \begin{matrix} + 6 \\ - 4 \end{matrix}$
Колумбия	23 случая	$1 < \alpha < 3$

На данную конференцию представлены результаты о временной зависимости лептонных распадов  $K^0$ -мезонов, полученные в Париже<sup>60)</sup> при анализе данных о  $K^0$ -мезонах, получившихся при перезарядке  $K^{\pm}$ -мезонов на нейтронах в ядрах тяжелого наполнения большой пузырьковой камеры. Найдено 189  $K^0$ -распадов. Временные зависимости для  $N_e^+(t)$  и  $N_e^-(t)$ , а также их суммы  $N_e^+(t) + N_e^-(t)$ , представлены на рис. 8. Эти данные описываются закономерностью вида (83) с величиной  $\alpha$ , равной

$$\alpha = 1,3 \begin{matrix} + 0,7 \\ - 0,6 \end{matrix},$$

что соответствует

$$\chi_{\text{ко}} = 0,06 \begin{matrix} + 0,11 \\ - 0,14 \end{matrix}. \quad (86)$$

Таким образом, наиболее хорошо статистически обеспеченные экспериментальные данные, имеющиеся на сегодняшний день, подтверждают результаты группы Стайнбергера и практически исключают возможную примесь амплитуды переходов с  $\Delta Q = -\Delta S$  в лептонных распадах  $K_L^0$ -мезонов. Во всяком случае, они существенно понизили верхний предел вклада от этого процесса

по сравнению с ранее имевшимися экспериментальными данными.

Теперь мы видим, что нет экспериментальных свидетельств в пользу заметного вклада переходов с  $\Delta Q = -\Delta S$  и в распадах  $K$ -мезонов, описываемых векторным взаимодействием.

3. Правило  $\Delta Q = \Delta S$  проверяется также в  $\beta$ -распадных процессах заряженных  $\Sigma$ -гиперонов, описываемых теперь уже  $V-A$ -взаимодействием. Очевидно, что правилу  $\Delta Q = \Delta S$  соответствуют распады отрицательных  $\Sigma^-$ -гиперонов

$$\Sigma^- \rightarrow n \ell^- \nu, \quad (87)$$

а правило  $\Delta Q = -\Delta S$  реализуется в распадах положительных  $\Sigma^+$ -гиперонов

$$\Sigma^+ \rightarrow n \ell^+ \nu. \quad (88)$$

Используя приведенные выше данные о лептонных распадах заряженных  $\Sigma^{\pm}$ -гиперонов, можно показать, что с 90% достоверностью

$$\chi_2 = \frac{A_2(\Delta Q = -\Delta S)}{A_2(\Delta Q = \Delta S)} \leq 0,3. \quad (89)$$

Следует при этом помнить, что с большой вероятностью случай распада  $\Sigma^+ \rightarrow n \mu^+ \nu$ , обнаруженный в Беркли, исключается как фоновый.

4. Ещё одна оценка вклада процессов с  $\Delta Q = -\Delta S$  может быть получена из известных данных о нейтринных экспериментах<sup>61)</sup>.

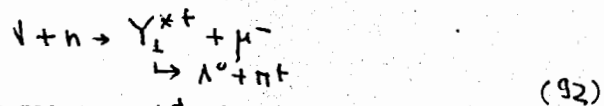
Очевидно, что процессу с  $\Delta S = 0$

$$\nu + n \rightarrow p + \mu^- \quad (90)$$

соответствует реакция с  $\Delta S = 1$

$$\nu + n \rightarrow \Sigma^+ + \mu^-, \quad (91)$$

в которой имеет место  $\Delta Q = -\Delta S$ . Аналогично, например, реакция с  $\Delta Q = -\Delta S$



соответствует реакции с  $\Delta S = 0$ :



Для нейтрино с энергиями, меньшими 4 Гэв, известны около 200 событий реакции (90) и около 100 событий реакции (93).

Если бы вклады амплитуд с  $\Delta Q = -\Delta S$  и  $\Delta Q = \Delta S$  в реакции (91) и (92) были бы одинаковы, то можно было бы ожидать около 12 случаев генерации странных частиц нейтрино с энергией, меньшей 4 Гэв. Однако известен только один такого рода случай, не являющийся достоверным, поскольку даже нет возможности различить,  $\Lambda^0$  - гипероном или  $\chi^0$  - мезоном является зафиксированное  $\nu^0$  - событие. Поэтому скорее его следует интерпретировать как реакцию совместного рождения странных частиц в нейтрино-нуклонном взаимодействии. Таким образом, отсюда следует значение для верхнего предела отношения амплитуд с  $\Delta Q = -\Delta S$  и  $\Delta Q = \Delta S$  порядка

$$\chi \nu = A(\Delta Q = -\Delta S) / A(\Delta Q = \Delta S) \leq 0,3.$$

Резюмируя этот раздел обзора, можно утверждать, что в четырех типах слабых лептонных процессов с  $\Delta S = 1$  экспериментальные данные не дают оснований утверждать о наличии заметного вклада процессов с  $\Delta Q = -\Delta S$ . В пределах точности сегодняшних экспериментальных данных указаний на вклад переходов с  $\Delta Q = -\Delta S$  не имеется. Верхний предел отношения амплитуд переходов с  $\Delta Q = -\Delta S$  и  $\Delta Q = \Delta S$  можно оценить величиной порядка 0,1.

## § II. Правило $\Delta I = 1/2$ в распадах странных частиц.

Обозначим амплитуды переходов с каким-то значениями  $\Delta I$  и  $\Delta I_3$  как  $T(2\Delta I, 2\Delta I_3)$ . Отсутствие переходов с  $\Delta Q = -\Delta S$  означает равенство нулю амплитуды  $T(3,3)$ . Однако вопрос об амплитуде  $T(3,1)$  при этом не решается. В то же время, структура тока сильновзаимодействующих частиц в виде (11) автоматически приводит к правилу отбора

$$\Delta I = 1/2$$

в распадах странных частиц, идущих по слабому взаимодействию. Таким образом, проверка этого правила в слабых распадах странных элементарных частиц опять имеет фундаментальное значение для проверки правильности основных идей в описании этих процессов.

Ситуация по этому вопросу для нелептонных распадов странных частиц описана в прекрасном обзоре Далица, представленном им на конференции по слабым взаимодействиям в Брукхейвене осенью прошлого года. Поэтому мы остановимся здесь только на некоторых моментах в связи с работами, появившимися после опубликования обзора Далица и представленными на данную конференцию.

Несколько слов о ситуации в двухпионных распадах  $K$ -мезонов. Я хотел бы здесь только напомнить о работе Кабиббо (62) по этому вопросу, в которой в рамках  $SU(3)$  - симметрии совместно с  $CP$ -инвариантностью, где распад  $K_1^0 \rightarrow 2\pi$  оказывается сильно подавлен, было дано качественное объяснение ранее бывшему непонятным факту большого отношения  $2\pi$  - распадов  $K^+$  и  $K_1^0$ -мезонов.

Выше были приведены новые данные о распадах  $K_2^0$ - мезонов, которые представлены на данную конференцию. Сейчас мы их используем для проверки степени выполнения правила  $\Delta I = 1/2$  в распадах  $K$ -мезонов.

1. Трехчастичные лептонные распады  $K_2^0$ - мезонов типа  $K_{e3}$ . Используя CP- инвариантность для трехчастичных  $e^{\pm}$ - распадов  $K$ - мезонов получим следующие выражения вероятностей через изотопические амплитуды  $T(2\Delta I, 2\Delta I_3)$

$$\Gamma_{2K_{e3}} = c \left| \sqrt{\frac{2}{3}} T(1,1) + \sqrt{\frac{1}{3}} T(3,1) - T(3,3) \right|^2$$

$$\Gamma_{1K_{e3}} = c \left| \sqrt{\frac{2}{3}} T(1,1) + \sqrt{\frac{1}{3}} T(3,1) + T(3,3) \right|^2$$

$$\Gamma_{4K_{e3}} = c \left| \sqrt{\frac{1}{3}} T(1,1) - \sqrt{\frac{2}{3}} T(3,1) \right|^2$$

и аналогичные для  $K_{\mu 3}$ - мод распадов  $K$ - мезонов с заменой  $e^{\pm}$  на  $\mu^{\pm}$ . Как уже отмечалось, из правила  $\Delta Q = \Delta S$  следует, что  $T(3,3) = 0$ , т.е. тогда  $\Gamma_2(K_{e3}) = \Gamma_1(K_{e3})$ . В случае же справедливости правила  $\Delta I = 1/2$  и амплитуда  $T(3,1)$  обращается в ноль. Тогда получаются предсказания, которые можно сравнить с опытом. Соответствие предсказаний правила  $\Delta I = 1/2$  и опытных данных можно видеть в следующей таблице

	$\Delta I = 1/2$	Опыт
$\frac{\Gamma_2(K_{e3})}{\Gamma_1(K_{e3})}$	2	$2,0 \pm 0,5$
$\frac{\Gamma_2(K_{\mu 3})}{\Gamma_1(K_{\mu 3})}$	2	$2,0 \pm 0,5$

Видно, что имеющиеся данные о трехчастичных лептонных распадах  $K$ - мезонов находятся в прекрасном согласии с предсказаниями правила  $\Delta I = 1/2$ .

2. Нелептонные распады  $K$ - мезонов. Из правила  $\Delta I = 1/2$  и требований CP-инвариантности получаются следующие относительные вероятности различных типов  $3\pi$ - распадов  $K$ -мезонов.

$$\begin{aligned} \Gamma_4(++-) &= 12 & \Gamma_2(000) &= 9 \\ \Gamma_4(00+) &= 3 & \Gamma_2(+0-) &= 6. \end{aligned} \quad (24)$$

Далее необходимо учесть поправки за счет фазовых объемов конечных  $3\pi$ - состояний, являющихся следствием различия масс  $\pi^0$ - мезона и заряженных  $\pi$ - мезонов. Фазовые объемы  $\rho$  для различных  $3\pi$ - конфигураций находятся в следующей пропорции

$$\begin{aligned} \rho(++-): \rho(00+): \rho(+0-): \rho(000) &= \\ &= 1 : 1,295 : 1,336 : 1,565. \end{aligned} \quad (25)$$

Рассмотрим конкретные возможности проверки получающихся здесь соотношений. Результаты экспериментальных данных и предсказания правила  $\Delta I = 1/2$  сведены в приводимой ниже таблице.

	Правило $\Delta I = 1/2$	Эксперимент
$\Gamma_4(\tau') / \Gamma_4(\tau)$	0,325	$0,32 \pm 0,01$
$\Gamma_2(000) / \Gamma_2(+0-)$	1,83	$1,8 \pm 0,6$
$\Gamma_2(+0-) / \Gamma_4(\tau')$	2,062	$2,0 \pm 0,4$
$\Gamma_2(000) / [1,565 \Gamma_4(\tau) - 1,295 \Gamma_4(\tau')]$	1	$1,0 \pm 0,2$
$\Gamma_2(3\pi) / \Gamma_4(3\pi)$	1,45	$1,4 \pm 0,6$

Имеется ещё одна возможность проверки правила  $\Delta I = 1/2$  в  $3\pi$ - распадах  $K$ - мезонов. Вейнбергом было указано, что коэффициент наклона  $\alpha$  в соотношении (2.6) для различных мод  $3\pi$ - распадов  $K$ - мезонов должен удовлетворять следующим условиям

$$2\alpha(++-) = -\alpha(00+) = -\alpha(+0-) \quad (26)$$

Приведенное ранее ( см. (27) ) значение  $\alpha(+0) = -8,1 \pm 0,7$  следует сравнить с значением  $\alpha(00+)$  для  $\tau'$ -распада  $K$ -мезонов (24). Видно согласие в пределах ошибок опыта этих двух величин, как это и следует ожидать из требования (96).

Резюмируя, можно утверждать, что экспериментальные данные о  $K$ -распадах хорошо удовлетворяют соотношениям, следующим из требований правила  $\Delta I = 1/2$  в слабых распадах странных частиц. Возможные примеси вкладов от амплитуд с  $\Delta I \geq 3/2$  находятся пока в пределах точности известных экспериментальных данных. Суммарные данные свидетельствуют о том, что для верхнего предела отношения амплитуд с  $\Delta I \geq 3/2$  и с  $\Delta I = 1/2$  с 90% достоверностью может быть принята величина не более 0,1.

## § 12. Поиски нейтральных лептонных токов.

В существующей четырехфермионной теории слабых взаимодействий нейтральных лептонных токов в первом порядке константы слабой связи не существует. Известны, однако, попытки предложить модели с нейтральными лептонными токами для объяснения правила  $\Delta I = 1/2$  в слабых взаимодействиях. Можно ожидать также в принципе возможное появление таких токов как результат совместного действия слабого и электромагнитного взаимодействий.

Попытка найти свидетельства в пользу возможного существования нейтральных лептонных токов в процессах с  $\Delta S = 1$  была предпринята Беркли-Висконсинской группой (64), искавшей  $K^+$ -распады по схеме



На эффективный ансамбль из  $9,4 \cdot 10^5$  остановившихся  $K^\pm$  мезонов не найдено ни одного достоверного события  $K^\pm$  распада по этой схеме. Для верхнего предела относительной вероятности это дает

$$\frac{\Gamma_+(e^+e^-)}{\Gamma_+} \leq 1,1 \cdot 10^{-6}, \quad (98)$$

а с достоверностью 90% он равен  $2,5 \cdot 10^{-6}$ . Для верхнего предела отношения квадратов констант связи нейтрального и заряженного лептонных токов с достоверностью 90% это дает

$$|g_{e\bar{e}}|^2 / |g_{e\nu}|^2 < 2,5 \cdot 10^{-5}. \quad (99)$$

Иллинойской группой была предпринята попытка (65) детектировать распады  $K_2^0$ -мезонов по схемам



На 1987 событий  $K_2^0$ -распадов не найдено ни одного, который соответствовал этим схемам распада. Для верхнего предела относительной вероятности двухчастичных лептонных распадов  $K_2^0$ -мезонов получена величина

$$\Gamma_2(e^+e^-) / \Gamma_2 < 10^{-4}. \quad (101)$$

## § 13. Регенерация $K_2^0$ -мезонов в $K_1^0$ -мезоны

В свете изложенных в § 4 новых данных о вероятности  $2\pi$ -распада  $K_2^0$ -мезонов предмет этого параграфа должен, возможно, рассматриваться с несколько иной точки зрения, учитывая возможное влияние этого эффекта на свойства регенерационных эффектов в  $K_2^0$ -пучке. Однако проведенные

Принстонской группой оценки показывают, что возможное наличие примеси  $2\pi$  - распадов  $K_2^0$  - мезонов не влияют существенно на основные характеристики регенерационных процессов и получающиеся из них следствия. Поэтому мы пока изложим представленный на данную конференцию материал по этой проблеме с позиций прежних представлений о свойствах ансамбля  $K^0$ -мезонов.

Итак, будем считать  $K_2^0$  - мезоны равновероятной смесью  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  - мезонов. Поскольку свойства ядерных взаимодействий этих двух типов  $K^0$  - мезонов различны, то при прохождении  $K_2^0$  пучка через вещество в нем возникает  $K_1^0$  - компонента. Основными механизмами такой регенерации  $K_1^0$  - компоненты является дифракционное рассеяние  $K$  - мезонной волны ядрами, а также когерентное взаимодействие  $K$  - мезонной волны с группами ядер. Эти два механизма регенерации различаются угловыми распределениями  $K_1^0$  - мезонов. Экспериментальные свидетельства в пользу существования этих двух механизмов регенерации получены в работе Фуджи и др. <sup>18)</sup>, выполненной в Брукгейвене методикой искровых камер. Уми было получено распределение нормали плоскости распада  $K_1^0$  - мезонов относительно направления исходного пучка  $K_2^0$  - мезонов после его прохождения 20 см железа. В этом распределении имеется узкий пик с полушириной 12 миллирадиан, который обусловлен  $K_1^0$  мезонами за счет эффекта когерентной регенерации, и  $K_1^0$  - мезоны с широким угловым распределением, регенерированные в дифракционном рассеянии.

Интенсивность  $I_{K_1^0}$ ,  $K_1^0$  - компоненты от когерентного механизма регенерации позади регенератора толщиной  $\varrho$ , выраженной в длинах распадного пролета  $K_1^0$  - мезона  $\Lambda$ , определяется формулой

$$I(\varrho, \delta) = \frac{12Nf_{12}\Lambda^2}{\delta^2 + 1/4} [1 + e^{-\varrho} - 2e^{-\varrho/2} \cos \delta \varrho] e^{-\varrho/\tau_1} \quad (62)$$

где  $\lambda$  - длина волны  $K_1^0$  - мезона,  $f_{12}$  - амплитуда регенерации на отдельном ядре, которых имеется  $N$  в  $\text{см}^3$  вещества регенератора, и  $\mu$  - длина свободного пробега  $K_1^0$  - мезона для ядерных взаимодействий в веществе регенератора, а  $\delta$  - разность масс  $K_1^0$  и  $K_2^0$  мезонов, выраженная в единицах  $\hbar/c\tau_1$ , где  $\tau_1$  - время жизни  $K_1^0$  - мезона. Эффект когерентной регенерации зависит квадратично от числа ядер в  $\text{см}^3$  вещества регенератора  $N$ . Эта закономерность была проверена Принстонской группой <sup>63)</sup>, исследовавшей этот эффект, используя для детектирования  $K_1^0$  - мезонов позади различных регенераторов систему магнитных спектрометров с искровыми камерами. Для этого были сравнены интенсивности когерентно-регенерированных  $K_1^0$  - мезонов позади медных поглотителей. Один из них был медный блок толщиной 3 дюйма, а другой - набор медных фольг с такой же суммарной толщиной, но с плотностью, в два раза меньшей, чем у нормальной меди. Во втором случае интенсивность когерентно-регенерированных  $K_1^0$  - мезонов была найдена в  $(4,1 \pm 0,5)$  раза меньшей, чем в первом, что находится в полном соответствии с ожидаемым эффектом, подтверждая существование механизма когерентной регенерации  $K_1^0$  - мезонов при прохождении через вещество пучка  $K_2^0$  - мезонов.

В прошлом году Лейпунером и др. <sup>66)</sup> были опубликованы экспериментальные данные по регенерации  $K_2^0$  в  $K_1^0$  - мезоны в водороде, которые дали неожиданный результат, который можно было бы понять только в том случае, если предположить, что существует механизм "аномальной" регенерации  $K_2^0$  - мезонов в  $K_1^0$  - мезоны в водороде за счет ранее неизвестного

слабого дальнего действия взаимодействия. В настоящее время эта проблема детально исследована с помощью I4 - дюймовой водородной пузырьковой камеры в пучке  $K_2^0$ - мезонов от Брукгейвского АСГ - ускорителя. Соответствующие данные, основанные на анализе 10783  $V^0$  событий в этой камере, представлены Эйслером и др. (19). Соответствующие данные об угловом распределении  $V^0$  событий со значениями  $Q$ , предполагая, что они есть  $\Gamma^+ \Gamma^-$  системы, в пределах от 195 Мэв до 240 Мэв, представлены на рис. 9 совместно с данными прежней работы Лейпунера и др. Видно, что никакой аномальной регенерации не существует. Дифракционное сечение под  $0^0$  оценивается величиной 0,1 мб/стерад, вместо величины 0,65 мб/стерад, полученной Лейпунером и др. Это значение вполне может быть объяснено обычными механизмами регенерации  $K_1^0$  - мезонов в жидком водороде. Не был подтвержден результат Лейпунера и др. при исследовании этого эффекта в работе Принстонской группы (63), использовавшей водородную мишень и искровые камеры с магнитными спектрометрами. Их эффект в 15 раз меньше, чем это ожидалось. на основе опытов Лейпунера и др.

### § 13. Разность масс $K_1^0$ и $K_2^0$ - мезонов

На данную конференцию представлены новые данные о разности масс  $K_1^0$  и  $K_2^0$  мезонов.

Парижская группа (60) исследовала временную зависимость электронных распадов  $K^0$ - мезонов. Как известно, она определяется закономерностью вида

$$N^{\pm}(t) = c' [(1+x)^2 e^{-\lambda_1 t} + (1-x)^2 e^{-\lambda_2 t} \pm 2(1-x^2) e^{-\frac{1}{2}(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}) t}] \cos \Delta m t, \quad (103)$$

которая содержит член, зависящий от  $\Delta m$ . Наилучшее согласие закономерностей (103) для позитронных и электронных распадов  $K^0$ - мезонов получаются для значения  $\Delta m$ , равного

$$|\Delta m| = (0,78 \pm 0,20) \frac{m}{c}. \quad (104)$$

На конференцию представлены также результаты измерения этой величины в опытах по когерентной регенерации  $K_1^0$ - компоненты в  $K_2^0$ - пучке. Здесь возможны два подхода к решению этой задачи. Первый основан на использовании соотношения (102) для зависимости интенсивности регенерированной  $K_1^0$ - компоненты от толщины регенератора  $l$ . Используя известные ядерные константы в рамках оптической модели можно рассчитать входящие в (102) параметры и затем из сравнения с экспериментальными данными определить величину  $\delta$ . Другой метод основан на измерениях интенсивности когерентно-регенерированной  $K_1^0$ - компоненты от расстояния  $l$  между регенераторами с толщинами  $l_1$  и  $l_2$ , выраженными в единицах  $\Lambda$ . В общем случае интенсивность  $K_1^0$ - компоненты позади такой регенерационной системы определяется выражением<sup>1)</sup>

$$I_{K_1^0}(l) \sim 1 + 2\alpha e^{-\frac{l}{\Lambda}} \cos(\Delta\psi + \delta l) + \alpha^2 e^{-2\frac{l}{\Lambda}}, \quad (105)$$

где параметр  $\alpha$  определяется свойствами материалов регенерационных пластин, а  $\Delta\psi$  - разность фаз амплитуды  $\psi_{1,2}$  в материалах регенераторов. Если материал регенераторов одинаков, то выражение (105) упрощается и имеет вид

$$I_{K_1^0}(l) \sim 1 + 2 \frac{e_1}{e_2} e^{-\frac{l}{\Lambda}} \cos \delta l + \left(\frac{e_1}{e_2}\right)^2 e^{-2\frac{l}{\Lambda}}. \quad (106)$$

Двумя этими методами измерения величины  $\delta$  были сделаны группой из Принстона (63), использовавшей медные регенераторы,



и группой из Брукгейвена и Мэриленда<sup>18)</sup>, использовавшей регенераторы из железа. Результаты измерений представлены в табл.У. Для среднего значения величины  $\delta$  из этих данных получается величина

$$\delta = 0,62 \pm 0,07, \quad (107)$$

которая, очевидно, совпадает с результатом (104), полученным сейчас методом осцилляций  $\bar{K}^0$ -компоненты в  $K^0$ -пучке. Здесь следует напомнить, что этот результат отличается от значения величины  $\delta$ , полученной ранее методом временной зависимости  $\bar{K}^0$ -компоненты, для среднего значения которого получается величина

$$\delta = 1,7 \pm 0,2. \quad (108)$$

Поскольку различие очевидно, то интересно было бы получить количественную оценку этого эффекта на основе известных свойств ансамбля  $K^0$ -мезонов.

Группа Брукгейвен - Мэриленд<sup>19)</sup> пыталась оценить знак величины  $\delta$  в опыте с двумя регенераторами из различных материалов. Для этой цели использовались пары уран-углерод и уран-медь. Из-за неопределенности в значениях констант  $K^0$ -ядерных взаимодействий трудно оценить знак и величину  $\Delta\psi$  в (105). Поэтому были сделаны только предварительные оценки результатов, которые привели к следствию, что-по-видимому,  $K_2^0$ -мезон тяжелее  $K_1^0$ -мезона. Напомним, что этот вывод согласуется с выводом, полученным ранее группой в Беркли. Однако в количественном отношении ответ на вопрос о том, какой из  $K^0$ -мезонов тяжелее, нельзя считать окончательно полученным.

Данный обзор содержит наиболее существенный материал по проблеме слабых взаимодействий странных частиц, представленный на данную конференцию.

В процессе изложения была предпринята попытка по возможности резюмировать итоги обсуждения соответствующей части рассматриваемой в обзоре проблемы. Мы видели, что здесь имеет место существенный прогресс. В то же время имеется целый ряд вопросов, которые еще ждут своего решения. Будем надеяться, что ответы на них будут даны в ближайшее время.

В заключение мне хотелось бы выразить благодарность ученым секретарям секции Э.О.Оконову и Смирнитскому, которые оказали мне существенную помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- I Л.Б.Окунь, Слабое взаимодействие элементарных частиц, Атомиздат, 1963 г.
- 2 N. Cabibbo Phys. Rev. Lett. 10. 531 (1963)
- 3 N. Brene, B. Hellesen and M. Roos, Preprint
- 4 A. Callahan et al. Bull. Ann. Phys. Soc. 9, 443, (1964)
- 5 F. Shaklee Ph. Doctor degree **thesis**, Michigan, (1964)
- 6 G. Jensen et al. Preprint
- 7 A. Esenfeld - Barkas table, Berkeley (1963)
- 8 R. Birge et al. Preprint UCRL - 11549 (1964)
- 9 L. Brawn and P. Singer Phys. Rev. 133, 812 (1964)
- 10 В.Курбатов и др. Доклад, представленный на I2-ю конференцию по физике высоких энергий в Дубне, 1964 г.
- II D. Cline and W. Fry, Preprint (1964)
- I2 J.D. Good Phys. Rev. 113, 352 (1959)
- I3 D. Stern et al Phys. Rev. Lett. 12, 459 (1964)
- I4 L. Behr et al. Preprint
- I5 V.Brisson et al. Preprint
- I6 V.Brisson et al. Preprint
- I7 B. Aubert et al. Preprint
- I8 L. Auerbach et al. Preprint
- I9 T. Fujii et al. Preprint
- 20 Luers et al. Phys. Rev. 133, B 1276 (1964)
- 21 А.Александрян и др. Материал, представленный на I2-ю конференцию по физике высоких энергий в Дубне, 1964 г.
22. М.Аникина и др. Препринт ОИЯИ Д 785, 1961; ЖЭТФ 42 (130) 1962.
- 23 S. Weinberg et al. Phys. Rev. Lett 4, 87 (1960)
- 24 М.Аникина и др. Доклад, представленный на I2 конференцию.
- 25 A. Abashian et al. Preprint
- 26 G. Kalmus et al. Preprint OCRL - 11490
- 27 Bisi et al. Preprint.
- 28 Д.Нару и др. Доклад, представленный на I2-ю конференцию по физике высоких энергий в Дубне, 1964 г.
- 29 A. Abashian et al. Preprint
- 30 J. Chistenson et al. Preprint
- 31 В.Курбатов и др.
- 32 T. Groves et al. Preprint
- 33 G. Kalmus et al. UCRL-11553 (1964)
- 34 G. Gidal et al. UCRL-11547 (1964)
- 35 G. Gidal et al. UCRL-11448 (1964)
- 36 C. Bozzlani et al. Preprint
- 37 Sakurai, Phys. Rev. Lett.
- 38 A. Abashian et al, Preprint
- 39 Смирнитский и Вайнсенберг
- 40 A. Abashian et al. Preprint
- 41 Н.Петров и др. Доклад, представленный на I2 конференцию.
- 42 C. Baglin et al. Phys. Lett. 6, 186 (1963)
- 43 V. Lind et al. Preprint
- 44 R. Ely et al. Phys. Rev. 131, 868 (1963)
- 45 B. Anbert et al. Nuovo Cim. 25, 479 (1962)
- 46 B. Ronne et al. Preprint
- 47 H. Conrart et al. Preprint to the 12<sup>th</sup> Int. Conf. on high energy physics 1964, Dubna
- 48 C. Chang et al. Nevis 120 (1964)

49. T. Murphy et al. Phys. Rev. Lett. 12, A6 (1964).
50. D. Miller et al. Preprint.
51. H. Bingham CERN (TC) Ph. 64-13 (1964).
52. A. Barbaro-Galtieri et al. Phys. Rev. Lett. 9, 26 (1962).
53. H. Ticho UCLA-1001 (1963).
54. D. Carmony et al. UCLA 1005 (1964).
55. L. Jannean et al. CERN/TC/ Ph. 63-10 (1963).
56. S. Coleman and S. Galshow Phys. Rev. Lett. 6, 432 (1961).
57. P. Eberhard et al. UCRL-11427 (1964) (1961).
58. N. Byers and S. Fengter Phys. Rev. Lett. 11, 52 (1963).
59. V. Lind et al. Bull Ann. Phys. Soc. 9, 460 (1964).
60. B. Anbert et al. Preprint.
61. M. Block. Preprint.
62. N. Cabibbo Phys. Rev. Lett. 12, 62 (1964).
63. J. Christenson et al. Preprint.
64. V. Camerini et al. Preprint.
65. A. Abashian et al. Preprint.
66. Leipuner et al. Preprint.

Таблица I

( $K^*_{e3}$  - structure)

Структура  $K^*_{e3}$

$P(\chi^2)/\nu$

Метод (Method)  $\$$

$\cos(\hat{\theta}_T)$

Беркли-Висконсин  
Berkeley-Wisconsin

а) без предположений о постоянстве факторов  
б) возможны

$\sqrt{T+\$}$  и  $\sqrt{T+T}$

32

$< 0,1 < 0,1$

$e^+e^-$  спектр  
( $e^+e^-$  spectrum)

Турин  
Torino

50

$< 0,1 < 0,1$

$\cos(\hat{\theta}_{T0})$   
 $\cos(\hat{\theta}_1, \hat{\theta}_2)$

Мичиган  
Michigan

без предположений о постоянстве факторов

regardless of the energy dependence of the form-factors

$\lambda$

$0,02 \pm 0,04$   
 $- 0,03$

$- 0,01 \pm 0,03$

$- 0,04 \pm 0,05$

$- 0,01 \pm 0,02$

Беркли-Висконсин  
Berkeley-Wisconsin

Мичиган  
Michigan

Турин  
Torino

$$M \sim f_+ |q^2| (P_2 + P_1) q^2 \lambda^2$$

$$f_+ \sim 1 + \lambda q^2 / m_\pi^2$$

Среднее  
Average

Структура  $K_{\mu 3}^+$  Таблица II ( $K_{\mu 3}^+$ -structure)  
 Приблизительно постоянные формфакторы (constant form-factor approximation)

	(Method) Метод	S	$\frac{P(\chi^2)}{T}$ %	$\sqrt{V}$	$\bar{\gamma}$
Мичиган Michigan	Спектр $\pi^0$ ( $\pi^0$ -spectrum)	<0,1	<0,1	84	$-1 \pm \frac{+2}{-3}$
	Спектр $\mu^+$ ( $\mu^+$ -spectrum)	40	4,5	73	
Дубна Dubna	Спектр $\mu^+$ ( $\mu^+$ -spectrum)	<0,15	47	50	$-1 < \bar{\gamma} < +2$
	$\cos(\mu^+ \uparrow \pi^0)$	<0,1	<0,1	18	$-2 < \bar{\gamma} < +2$
Беркли-Висконсин Berkeley-Wisconsin	Поляризация $\mu^+$ ( $\mu^+$ -polarisation)				$-0,15 \pm 0,9$
	Диаграмма				$-4,5 \pm 0,8$
	Далица (Dalitz-plot)				$+1,3 \pm 0,9$
Москва Moscow	Поляризация $\mu^+$ ( $\mu^+$ -polarisation)				$-4 < \bar{\gamma} < 1,5$

58

Таблица III

Тип распада	Т е о р и я			Эксперимент $10^{-4}$
	Фейнман-Гелл-Ман (%)	Кабиббо ( $10^{-4}$ )	Брене и др. ( $10^{-4}$ )	
$\Lambda^0 \rightarrow p e \bar{\nu}$	1,4	$\sqrt{-0,62A} \quad 7,5$	$\sqrt{-0,67A}$	$8,6 \pm 0,9$
$\Lambda^0 \rightarrow p \mu \bar{\nu}$			$2,01 \pm 0,23$	$1,3 \pm 0,6$
$\Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu}$	5,1	$\sqrt{+0,65A} \quad 19$	$\sqrt{+0,44A}$	$13 \pm 0,23$
$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 e \bar{\nu}$	$6 \cdot 10^{-3}$		$0,233 \pm 0,018$	$0,7 \pm 0,4$
$\Xi_{11}^0 \rightarrow \Lambda^0 e \bar{\nu}$	1,4	$\sqrt{-0,02A} \quad 3,5$	$\sqrt{-0,11A}$	$5,1 \pm 0,6$
$\Xi_{11}^0 \rightarrow \Lambda^0 \mu \bar{\nu}$			$1,5 \pm 0,2$	
$\Xi_{11}^+ \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$	0,14	$\sqrt{-1,25A} \quad 0,7$	$\sqrt{-1,223A}$	$0,9 \pm 0,1$
$\Xi_{11}^+ \rightarrow \Sigma^+ e \bar{\nu}$	0,28	$\sqrt{-1,25A} \quad 2,6$	$\sqrt{-1,223A}$	$2,7 \pm 0,4$

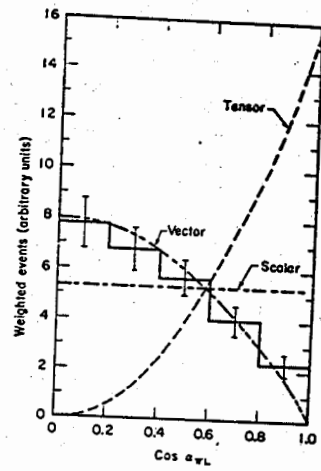
59

Таблица IY

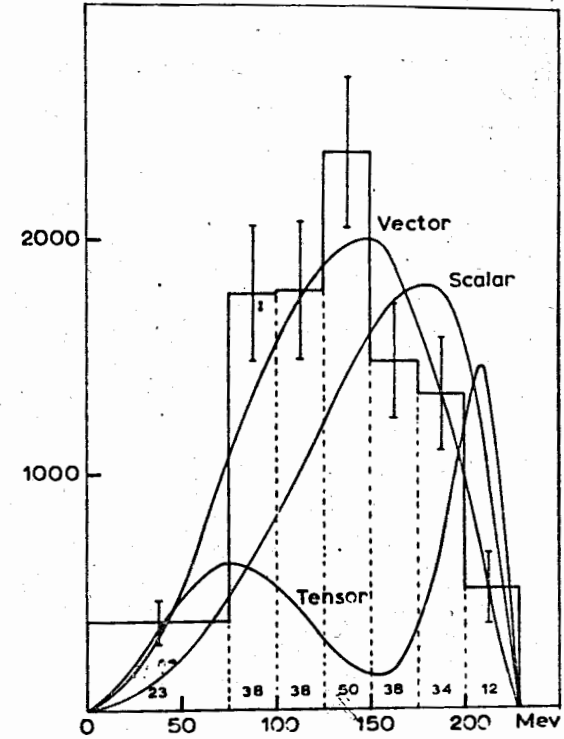
	Решение А		Решение В	
	(i) 8	(ii) 6	(i) 8	(ii) 6
Число введенных данных	8	6	8	6
Число степеней свободы	5	3	5	3
$\chi^2$ - вероятность	(4.75) 45%	(3.51) 32%	(7.92) 17%	(7.04) 8%
$\delta$	0.264	0.272	0.249	0.246
F	0.437	0.436	0.715	0.749
D	0.742	0.742	0.409	0.377
$\Delta^0 \rightarrow \text{pev}$	$0.91 \times 10^{-3}$	$0.96 \times 10^{-3}$	$1.08 \times 10^{-3}$	$1.10 \times 10^{-3}$
$\Sigma \rightarrow \text{nev}$	$1.32 \times 10^{-3}$	$1.38 \times 10^{-3}$	$1.19 \times 10^{-3}$	$1.28 \times 10^{-3}$
$\Sigma \rightarrow \Delta \text{ev}$	$0.61 \times 10^{-4}$	$0.59 \times 10^{-4}$	$0.19 \times 10^{-4}$	$0.16 \times 10^{-4}$
$\Xi \rightarrow \Delta \text{ev}$	$0.65 \times 10^{-3}$	$0.66 \times 10^{-3}$	$1.06 \times 10^{-3}$	$1.06 \times 10^{-3}$
A/√Δ для $\Sigma \rightarrow \text{nev}$	+0.305	+0.292	-0.306	-0.372
A/√Δ для $\Delta \rightarrow \text{pev}$	+0.685	+0.684	+0.851	+0.875

Таблица V.

	Метод		$\xi$
Принстон Cu - регенераторы	$I_{K_1^0}(\varrho)$ $I_{K_1^0}(\zeta)$	$0 < \varrho < 17,5 \text{ см}$ $\varrho_1 = 5 \text{ см}, \quad \varrho_2 = 2,5 \text{ см}$ $0 < \zeta \leq 17,5 \text{ см}$	$0,45 \pm 0,05 < 0,71$ $0,47 \pm 0,11$ $- 0,13$
Брукгейвен - Мерилленд Fe - регенераторы	$I_{K_1^0}(\varrho)$ $I_{K_1^0}(\zeta)$	$0 < \varrho < 25 \text{ см}$ $\varrho_1 = 10 \text{ см}, \quad \varrho_2 = 5 \text{ см}$ $0 < \zeta < 33 \text{ см}$	$0,82 \pm 0,12$ $0,6 \pm 0,2$

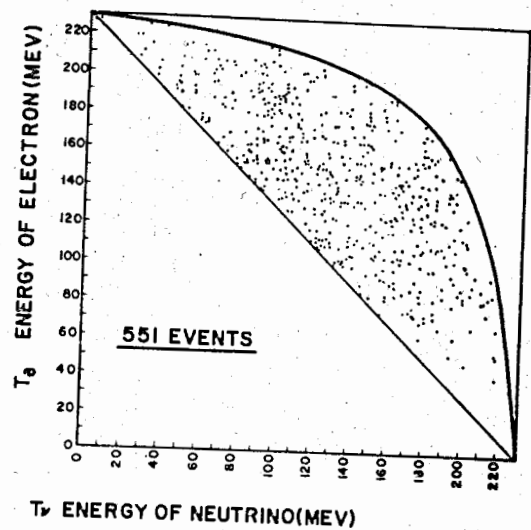


1. Пион-лептонная корреляция в  $K_{e3}^+$ -распаде в системе покоя дилептонной системы по данным работы /33/

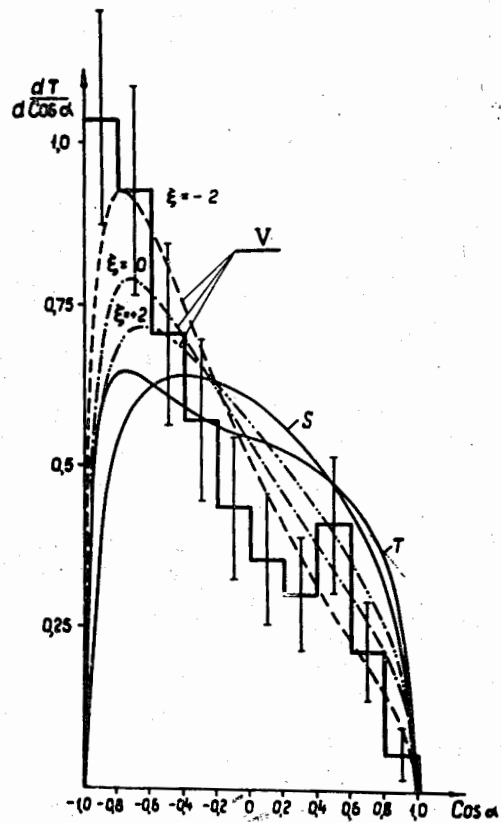


2. Энергетический спектр позитронов в  $K_{e3}^+$  распаде по данным работы /36/

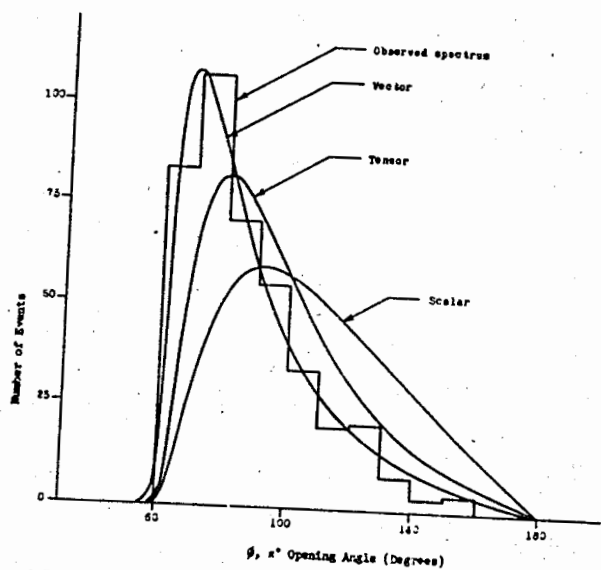




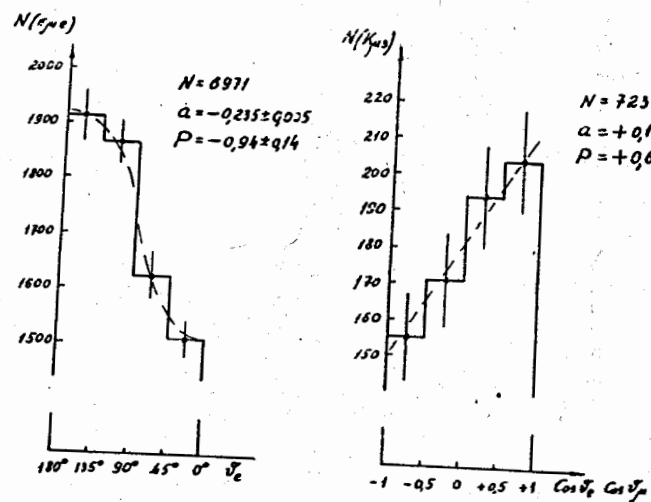
3. Диаграмма-дальница для  $K_{e3}$ -распада  $K_2^0$ -мезонов по данным работы /38/.



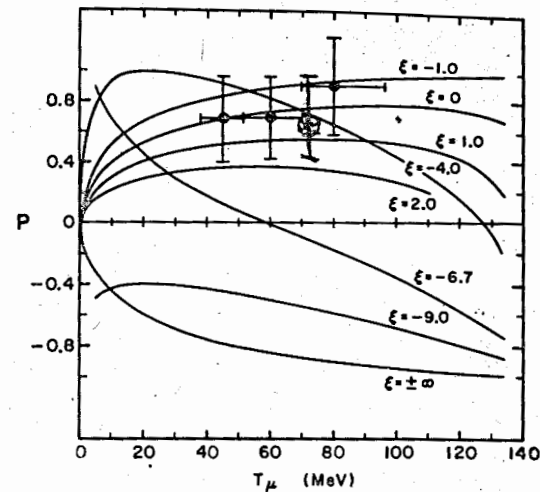
4.  $\mu^+ \gamma$ -корреляции в  $K^+ \mu_3$ -распаде по данным работы /31/.



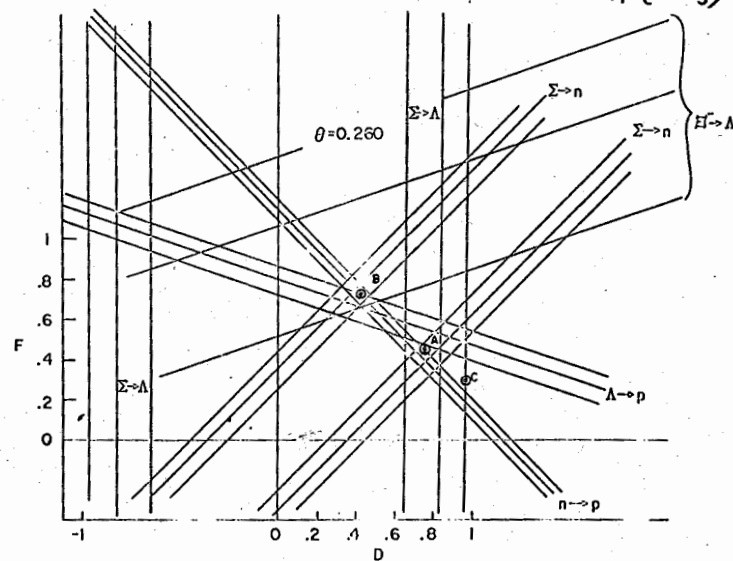
5.  $\gamma\gamma$  - корреляции в  $\Pi^0$ -распаде от  $K^+_{\mu_3}$ -распада по данным работ /16/.



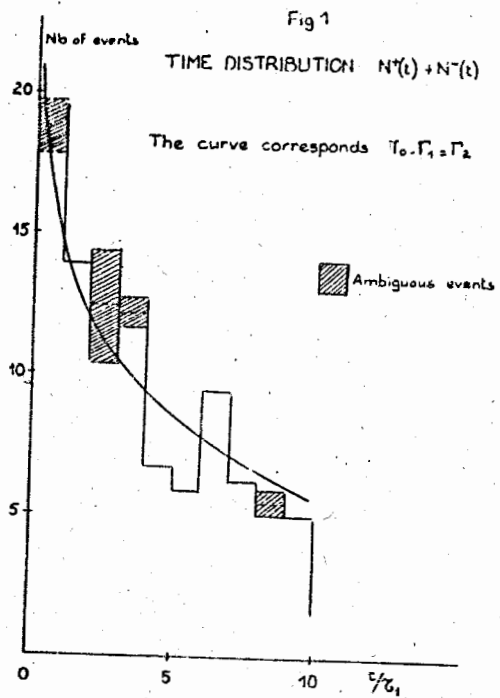
6. Поляризация  $\mu^+$ -мезонов в  $\Pi^+ \rightarrow \mu^+$ -распаде /слева/ и в  $K^+_{\mu_3}$ -распаде /справа/ по данным работ /39/.



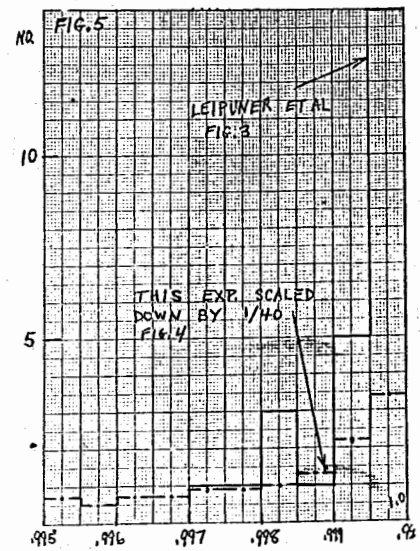
7. Энергетическая зависимость поляризации  $\mu^+$ -мезонов в  $K^+_{\mu_3}$ -распаде при различных значениях соотношения  $\frac{\Gamma(K_{\mu_3})}{\Gamma(K_{e_3})}$



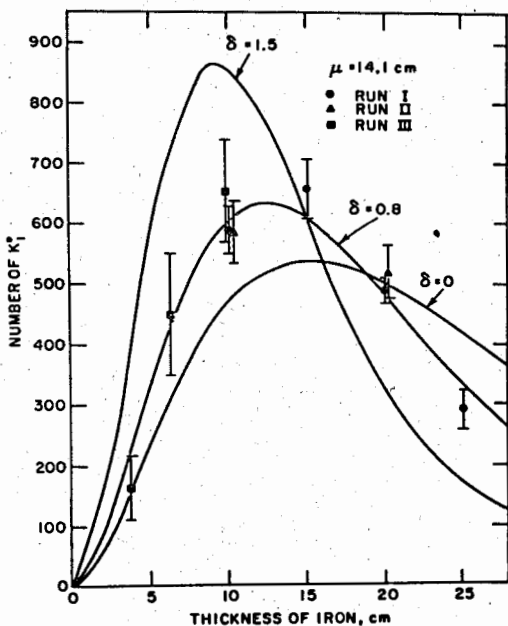
8. Анализ данных лептонных распадах барионов с целью определения величины приведенных матричных элементов  $F$  и  $D$ .



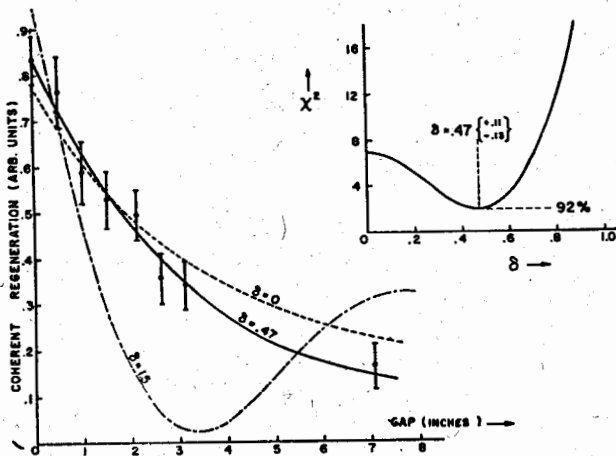
9. Временное распределение  $\beta$  - распадов  $K^0$ -мезонов.



10. Угловое распределение регенерированной в жидком водороде  $K^0$  компоненты.



11. Зависимость интенсивности  $K_I^0$ -компоненты от толщины железного регенератора.



12. Зависимость интенсивности  $K_I^0$ -компоненты от расстояния между двумя медными регенераторами.