



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

М.И. Широков

P-751

ПРОВЕРКА РС- И PCT-ИНВАРИАНТНОСТЕЙ
В ПРОЦЕССАХ РАСПАДА

/Обзор/

УФН, 1962, т. 78, в. 3, с. 471-498.

М.И. Широков

P-751

ПРОВЕРКА РС- И PCT-ИНВАРИАНТНОСТЕЙ
В ПРОЦЕССАХ РАСПАДА

/Обзор/

1141/6 стр.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В в е д е н и е

1. В 1956 г. Ли и Янг подвергли сомнению^{/1/} инвариантность физических процессов относительно операции P , основным свойством которой является изменение знака пространственных координат и импульсов частиц /определения P см., например, в^{/2/} § 7/. Неинвариантность относительно P действительно была установлена в ряде известных опытов, см., например, обзор^{/3/}. Поскольку считалось, что P является представлением геометрической операции отражения пространства $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$, то этот факт можно было бы истолковать, как свидетельство того, что пустое пространство /физический вакуум/ имеет определенную спиральность, так что отраженное пространство отличается от неотраженного (если пространство во всех отношениях однородно, то операция смещения во времени коммутирует с геометрической операцией отражения, что означает, что процессы в отраженной физической системе должны идти так же, как в неотраженной^{/4/}). Однако возможно и другое толкование: "несохранение четности" свидетельствует только о том, что представление операции $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$ выбрано неудачно: волновые функции реальных частиц при $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$ не преобразуются при помощи оператора P . Еще в 1952 г. Вик, Вайтман и Вигнер^{/5/} указали, что представлением $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$ мог бы быть и оператор PC , где C -оператор зарядового сопряжения /см. также^{/6,7/}. Такую точку зрения можно изложить еще в терминах "заряда-псевдоскаляра"^{/8/}: при пространственном отражении частицы ее электрический заряд меняет знак, так что заряженная частица не имеет определенной P -четности^{/5/}. Поскольку в операцию PC входят также изменения знака лептонного, барионного числа и странности, то и эти характеристики являются псевдоскалярными. Эта гипотеза "сохранения комбинированной четности" восстанавливает равноправность правого и левого в вакууме и вместе с тем может объяснить опыты по "несохранению четности".

Сделаем два замечания по поводу такой гипотезы:

а/ Уместно спросить, не является ли представлением $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$, например, операция PC' , где C' отличается от C только тем, что не меняет знака странности. Однако ближайшим следствием PC' -инвариантности явилось бы

рождение гиперонов со странностью, противоположной обычной^{1/}. Легко видеть, что вообще подобные представления приводят к увеличению числа элементарных частиц, вообще говоря, нежелательному /или даже противоречащему опыту^{1/}. РС является с этой точки зрения самым простым представлением

$$\vec{x} \rightarrow -\vec{x} .$$

б/ РС -инвариантность вместе с С-инвариантностью обеспечивает "сохранение четности" в сильных взаимодействиях^{2/}. Если процесс РС- и С-инвариантен одновременно, то можно ввести обычное понятие внутренней пространственной Р-четности для частиц, участвующих в процессе. Для частиц, не являющихся самозарядовосопряженными, это понятие имеет ограниченную область применимости /более широкую, впрочем, чем понятие изобарического спина/.

2. Как уже говорилось, если оператор РС считается истинным представлением геометрического отражения, то он должен коммутировать с гамильтонианами всех процессов. Мы будем говорить, что все процессы тогда должны быть РС инвариантны. Если обнаружится, что такой инвариантности нет, то либо нужно искать другие представления $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$, либо допустить "спиральность" физического вакуума. Раз речь идет об экспериментальном выяснении свойств пространства, то мы не можем пренебречь соответствующих опытов базировать на каких-либо частных допущениях о виде взаимодействия /локальность взаимодействия и т.д./ . В частности, нельзя заменять исследование РС-инвариантности исследованием инвариантности относительно вignerовского обращения времени Т, опираясь на теорему Людерса-Паули^{2,9/}, имеющей силу только для определенного класса полевых теорий. Это означает, что мы должны сравнивать результаты процессов с результатами соответствующих процессов с участием зарядово-сопряженных частиц.

Ограничимся проверкой РС-инвариантности только для процессов распада /для "слабых взаимодействий"/. Для взаимодействий "сохраняющих четность" проверка РС сводится к проверке С-инвариантности.

1/ Если процесс $\Pi + p \rightarrow Y + K$ одновременно РС-инвариантен и С-инвариантен, то наряду с ним должен идти процесс $\Pi + p \rightarrow Y' + K'$, где Y' является Р-отражением Y и имеет, кроме того, противоположную странность: $Y' = -PCSY$. Тогда сохранение странности не запрещало бы реакции типа $N + N \rightarrow \Lambda + \Lambda$, не наблюдаемые в эксперименте /рождение гиперонов без сопрягающих их К-мезонов/.

2/ Следует заметить, что для истолкования каждого отдельного эксперимента по "несохранению четности" достаточно было бы предположить, что распадающаяся частица не имеет определенной внутренней четности /т.е. является суперпозицией четной и нечетной собственных функций оператора Р/, не связывая это с наличием заряда. Тогда Р-инвариантность не будет запрещать известные асимметрии. Однако тогда трудно объяснить "сохранение четности" в сильных взаимодействиях.

В электромагнитных взаимодействиях C -инвариантность твердо установлена. Научное мнение не ожидает ее нарушения в сильных взаимодействиях /по-видимому, наиболее доступными опытами в этом направлении являются опыты по взаимодействию антипротонов с протонами, см., например ^{/10/}.

Придется отказаться от обсуждения зарядово-сопряженных процессов к β -распаду. Самый доступный из них - β -распад антинейтрона - пока невозможно исследовать из-за малого числа антинейтронов и их большого времени жизни.

Распады π^\pm , μ^\pm , K -мезонов, а также и антигиперонов уже наблюдались. Соответствующие эксперименты и будут обсуждаться с целью подытожить известные данные о PC -инвариантности и указать дальнейшие возможные эксперименты.

3. Оказывается, что большинство этих опытов могут рассматриваться как проверка PCT -теоремы. В настоящей работе эти опыты поэтому обсуждаются и с этой точки зрения, а также с целью различения экспериментальных следствий PC и PCT -инвариантностей.

Проверка теоремы Людерса-Паули кроме общеизвестного интереса /как проверка справедливости предпосылок теоремы/ имеет еще и смысл проверки справедливости такого представления отражения всех четырех координат

$x_\mu \rightarrow -x_\mu$, при котором изменяются знаки зарядов /заряд PT -псевдоскаляра/, ср. сильное отражение R_0 у Мэтьюса ^{/2/}.

Настоящая работа является в основном обзором, так как большая часть экспериментов уже предлагалась в ряде работ, среди которых особо стоит отметить специально посвященные проверке PCT -теоремы работы Стаппа ^{/11/}, Людерса и Зумино ^{/12/}.

4. По вышеизложенным причинам теоретической базой таких экспериментов не могут служить, например, теории вторичноквантованных полей. Все обсуждение будет вестись на основе общей или феноменологической релятивистской теории реакций, годной и для описания частицы нулевой массы ^{/13-16/}. Эта теория может быть применена, например, для фазового анализа. Такой подход делает возможной проверку PC и PCT -инвариантностей без помощи посторонних допущений, в чистом виде. В ряде случаев в обзоре приводятся также резуль-

таты рассмотрений на основе универсального фермиевского четырехфермионного взаимодействия.

Мы начнем с краткого изложения основ феноменологической теории реакций в форме, предложенной главным образом Жакобом и Виком^{/14/}. Она является единственной достаточно строгой формой, пригодной для наших целей. Помимо релятивизма и возможности рассмотрения нейтрино она обладает также достоинством простоты /в смысле меньшей громоздкости формул/ даже по сравнению с более известной формой Вольфенштейна^{/17/}. Последняя даже в своей релятивистской модификации /см. Стапп^{/18/}/ для большинства обсуждаемых процессов распада непригодна.

§ 1. Основы релятивистской феноменологической теории реакций

Нас интересуют переходы одной или двух свободных частиц в какое-то конечное состояние /происходящие вследствие распада частицы или взаимодействия двух частиц/, состоящее тоже из свободных частиц. Амплитуда вероятности присутствия в момент времени t нужного конечного состояния ϕ в проэволюционировавшем начальном состоянии $\psi(t_0)$ равна $\langle \phi, \psi(t) \rangle$, где

$\psi(t) = U(t, t_0) \psi_0$. ψ_0 - заданное /в момент времени t_0 / начальное состояние, $U(t, t_0)$ - оператор развития во времени^{3/}.

Например, амплитуда вероятности π -мезону с импульсом \vec{p}_0 распадаться на μ с импульсом \vec{p}_1 и проекцией спина m_1 и ν с импульсом \vec{p}_2 и проекцией m_2 равна матричному элементу от U между волновыми функциями соответствующих состояний свободных частиц:

$$\langle \phi, U \psi_0 \rangle \equiv \langle \vec{p}_1, m_1, \vec{p}_2, m_2 | U | \vec{p}_0 \rangle.$$

О матрице U мы будем знать только то, что следует из законов сохранения. Последние налагают определенные ограничения на U , которые могут быть получены как следствия коммутации U с операторами смещений и вращений в пространстве, а также других возможных преобразований: отраже-

3/ В процессах рассеяния $U(\infty, -\infty)$ называется S -матрицей. В случае распада вместо S -матрицы следует брать $U(T, 0)$: отсчет времени начинается с момента рождения нестабильной частицы. В качестве T надо брать момент времени, много больший времени жизни распадающейся частицы /но меньший времени жизни продуктов ее распада/.

ний, зарядового сопряжения и т.п. /инвариантность относительно которых предполагается^{4/}.

Таким образом, феноменологическая теория заключается в умении описать состояния свободных частиц и извлекать следствия из инвариантности U относительно некоторых преобразований.

1. Начальные и конечные состояния задаются перечислением имеющихся в этих состояниях частиц и указанием импульса \vec{p} каждой частицы и проекции ее спина на импульс m (*helicity*). Такое описание возможно как для частиц ненулевой так и нулевой массы покоя^{/14/}. Оно будет релятивистским, если зная волновую функцию $|\vec{p}m\rangle$ состояния в одной лорентцовской системе, мы можем найти волновую функцию этого состояния в другой системе отсчета. Это действительно можно сделать, если векторы состояний свободной частицы принадлежат пространству некоторого известного /неприводимого/ представления неоднородной группы Лорентца /задаваемого массой \mathcal{M} и квадратом спина $S(S+1)$ частицы/, подробности см.^{/13,14,15/}.

2. Закон сохранения полного импульса математически выражается в диагональности U по индексам полного импульса. Например, вышеупомянутый элемент $\langle \vec{p}_1 m_1 \vec{p}_2 m_2 | U | \vec{p}_0 \rangle$ должен иметь вид

$$\langle \vec{p}_1 m_1 \vec{p}_2 m_2 | U | \vec{p}_0 \rangle \sim \langle \vec{p}_1 - \vec{p}_2 m_1 m_2 | U | \vec{p}_0 \rangle \delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_0) \quad /1.1/$$

В дальнейшем мы введем вместо \vec{p}_1 и \vec{p}_2 переменные полного импульса \vec{p}

4/ Процессы в смещенной в пространстве как целое, повернутой и т.д. изолированной физической системе должны протекать так же, как и в непреобразованной системе. А именно, если $\psi = U\psi_0$ есть результат эволюции некоторого состояния ψ_0 , а результат эволюции смещенного, повернутого и т.д. состояния $\mathcal{D}\psi_0$ есть $\psi_D = \mathcal{D}\psi_0$, то выражение "так же" означает, что ψ_D отличается от ψ только иным расположением /ориентацией/ в пространстве. А именно $\psi_D = \mathcal{D}\psi$ для всех преобразований, кроме лорентцовских. Если $\psi_D = \mathcal{D}\psi$, то имеем $U\mathcal{D}\psi_0 = \psi_D = \mathcal{D}U\psi_0$ и поскольку это верно для любого состояния ψ_p , то $\mathcal{D}U = U\mathcal{D}$, т.е. U коммутирует с соответствующим оператором преобразования.

В случае лорентцовских преобразований L ψ_L оказывается еще и смещенной в пространстве по сравнению с $L\psi$. В результате несколько более сложного рассмотрения оказывается, что $[L, U]$ хотя и не равняется нулю, но равно известному оператору.

и относительного импульса $\vec{p} = (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)/2$ и индексы \vec{p} будем опускать /будем считать, что выбрана с.п.и. реакции/, так что среди индексов элемента U будут фигурировать только относительные импульсы.

Закон сохранения полного момента накладывает дальнейшие ограничения на U . Можно показать, что элемент $\langle \vec{p} m_1 m_2 | U \rangle$ из /1.1/ для распада частицы a со спином J и проекцией M на две частицы 1 и 2 со спинами S_1 и S_2 и их проекциями m_1 и m_2 /на направление \vec{p} / имеет вид /см. /13,14,15/ /

$$\langle \vec{p} m_1 m_2 | U \rangle = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} D_{m_1+m_2, M}^J(-\pi, \theta, \pi-\phi) \langle m_1 m_2 | U^J \rangle \quad /1.2/$$

θ и ϕ суть сферические углы \vec{p} относительно некоторой тройки осей.

$|\vec{p}|$ выражается через массы покоя частиц $a, 1$ и 2 . $D_{m, n}^J(\Phi_2, \Theta, \Phi_1)$ являются известными функциями, сводящимися в частных случаях $m=0$ или $n=0$ к сферическим функциям, см. приложение А. /1.2/ означает, что зависимость U от углов θ и ϕ полностью известна. В этом и состоит следствие закона сохранения полного момента.

В случае распада $a \rightarrow 1 + 2 + 3$ имеем /16/

$$\langle \vec{p}^{(1)} \vec{p}^{(2)} m_1 m_2 m_3 | U | M \rangle = \frac{1}{4\pi} \sum_{jm} \sqrt{(2j+1)(2J+1)} D_{m_3+m_2, m}^j(-\pi, \theta_2, \pi-\phi_2) \cdot /1.3/$$

$$D_{m_1+m_2, M}^J(-\pi, \theta_1, \pi-\phi_1) \langle m_1 m_2 m_3 | m p^{(1)} | U^J \rangle .$$

Относительные импульсы $\vec{p}^{(1)}$ и $\vec{p}^{(2)}$ здесь имеют особое определение /19/ $\vec{p}^{(1)}$ есть суммарный импульс частиц 2 и 3 в лорентцовой системе п.и. K_{123} трех частиц 1,2,3; он равен $-\vec{p}_1$, т.е. антипараллелен импульсу частицы 1 в K_{123} . $\vec{p}^{(2)}$ - импульс частицы 2 в лорентцовой системе K_{23} , где суммарный импульс 2 и 3 равен нулю. Выражение $\vec{p}^{(2)}$ через импульсы \vec{p}_2 и \vec{p}_3 частиц 2 и 3 в K_{123} приведено в /18/ и /20/.

θ_1, ϕ_1 обозначают сферические углы $\vec{p}^{(1)}$, отсчитываемые от некоторой тройки ортов O_a , относительно которых проквантовано спиновое состояние распадающейся частицы /проекция M /. θ_2 и ϕ_2 - сферические углы $\vec{p}^{(2)}$,

отсчитываемые от тройки ортов O_i , определяемой следующим образом:

$\hat{z}_1 \parallel \vec{p}^{(1)}$, $\hat{y}_1 \parallel [\hat{z}_1 \times \vec{p}^{(1)}]$, где \hat{z}_1 - третья ось O_1 . Проекция m_1 квантуется относительно ортов O_1 , а m_2 и m_3 суть спиновые проекции на $\vec{p}^{(2)}$.

3. В дальнейшем понадобится понятие вектора поляризации частицы. Поскольку нам не встретятся частицы со спином большим $1/2$, то более сложных тензоров поляризации вводить не будем. Для нейтрино не нужно будет вообще вводить понятие поляризации /для справок см. /13,14/, поэтому будет достаточно определить вектор поляризации только для частиц с ненулевой массой покоя.

Определим состояние свободной частицы со спином следующим образом: 1/ укажем импульс частицы \vec{p} /например, в с.ц.и. реакции/; 2/ в лорентцовой системе, где частица покоится, зададим ее спиновое состояние. Пусть $\langle |m\rangle$, $m = -1/2, +1/2$, обозначают волновые функции частицы с определенными проекциями m /на направление, параллельное \vec{p} / в этой системе. Определим обычным образом матрицу плотности:

$$\rho_{m_1, m_2} = \sum_m a_m \langle m_1 | m \rangle \langle m_2 | m \rangle^*, \quad /1.4/$$

где a_m веса отдельных чистых состояний $\langle |m\rangle$. Для неполяризованного состояния $a_{-1/2} = a_{+1/2}$. $Sp \rho = 1$ при надлежащей нормировке.

Вектор поляризации определим в лорентцовой системе, где частица покоится, как удвоенное среднее значение оператора полного момента M , равного оператору спина /поскольку орбитальный момент в этой системе равен нулю/:

$$P_k = 2 Sp M_k \rho = Sp \sigma_k \rho \quad k = x, y, z \quad /1.5/$$

σ_k -матрицы Паули. Связь с другими возможными определениями см., например, в /21/.

Для формулировки правил отбора оказывается удобным ввести циклические проекции \vec{P} и оператора $\vec{\sigma}$:

$$\vec{P}_- = (\vec{P}_x + i\vec{P}_y) / \sqrt{2} = Sp (\sigma_- \rho); \quad P_0 = P_z \quad /1.6/$$

$$P_{\pm} = -(P_x - iP_y) / \sqrt{2} = -P_{\mp}^*$$

$$\sigma_{\pm 1} = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{2} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_0 = \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}; \quad \sigma_{\mp 1} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}. \quad /1.6/$$

Матрицу плотности ρ теперь можно представить в виде

$$\rho = \frac{1}{2} \cdot \hat{I} + \frac{1}{2} \sum_{r=-1}^{+1} (\sigma_r^t \cdot P_r) \quad /1.7/$$

/ t означает транспонирование/. Вопрос о лорентцовских преобразованиях определенного таким образом вектора поляризации рассматривался в ^{/15/} п.3. В дальнейшем мы будем иметь дело с такими компонентами поляризации, для которых несущественны эти специальные преобразования. Измерения вектора поляризации производятся обычными способами /например, по разности вторичных рассеяний направо-налево/.

4. Если волновая функция ψ' продуктов реакции представляется в виде $\psi' = U \psi_0$, то их матрица плотности выражается через матрицу плотности ρ_0 начального состояния и U следующим образом /см. ^{/17/} разд. 4/:

$$\rho' = U \rho_0 U^\dagger.$$

Введем вместо матрицы плотности каждой частицы величины S_{pp} и R . Результат вычислений /см. ^{/17/} разд. 4/ запишем в виде единой формулы, охватывающей как выражение $F = Sp U U^\dagger / 2$ для углового распределения продуктов распада неполяризованной частицы, так и более сложные формулы для их поляризации при поляризованной распадающейся частице

$$\rho'(\theta_1, \phi_1, p^{(1)}; \theta_2, \phi_2, \dots; q_1 r_1; q_2 r_2 \dots) = \quad /1.8/$$

$$= \sum_{q_a r_a} (q_1 r_1 q_2 r_2 \dots | W(\theta_1, \phi_1, p^{(1)}; \theta_2, \phi_2, \dots) | q_a r_a) \rho_0(q_a r_a)$$

$$(q_1 r_1; q_2 r_2 \dots | W(\theta_1, \phi_1, \dots) | q_a r_a) = \frac{1}{2} Sp \sigma_r^{q_1} \sigma_r^{q_2} \dots R \sigma_r^{q_a} R^\dagger. \quad /1.9/$$

Развернутую запись /1.9/ см. в приложении Б. σ_r^q для частицы со спином $1/2$ обозначает $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ при $q=0=r$ и $\sigma_r^q = \sigma_r$ $r = -1, 0, +1$; для частицы со спином 0 $\sigma_r^q = 0$ при $q \neq 0, r \neq 0$, и $\sigma_0^0 = 1$. Вместо U -матрицы мы

ввели более употребительное обозначение матрицы перехода R . Она определяется обычным образом: $U = 1 + iR$. Для переходов с изменением состояния U и iR совпадают.

Остальные обозначения: $\rho_0(0,0) = 1$ означает число распадающихся частиц и $\rho_0(1,r) = \frac{r}{2}$ — циклические проекции их вектора поляризации.
 $\rho^i(\theta_1, \phi_1, p^{(1)}; \theta_2, \phi_2, \dots; 0,0; 00\dots)$ означает угловое распределение продуктов реакции /а также их распределение по модулям относительных импульсов Далица^{19/},
 $\rho^i(\theta_1, \phi_1, p^{(1)}; \theta_2, \phi_2, \dots; 1r; 00\dots) / F(\theta_1, \phi_1, p^{(1)}; \theta_2, \phi_2, \dots)$ — циклические проекции вектора поляризации продукта распада 1, испущенной в направлении θ_1, ϕ_1 /с импульсом $p^{(1)}$ /, при условии, что другие частицы вылетели в направлениях, характеризуемых углами θ_2, ϕ_2 и т.д.

§ 2. Правила отбора, вытекающие из РС, Т и РСТ-инвариантностей

1. РС-инверсия.

Пусть $|\vec{p} n \epsilon\rangle$ волновая функция состояния некоторой частицы, обладающей определенным импульсом \vec{p} и проекцией спина n на некоторую фиксированную ось /не параллельную \vec{p} /. ϵ означает знак заряда, лептонное число, барионное число, странность. Действие РС определяется как произведение операций P и C :

$$PC|\vec{p} n \epsilon\rangle = |-\vec{p}, n, -\epsilon\rangle e^{i\eta(\epsilon)}. \quad /2.1/$$

Из перестановочных свойств P и C с генераторами трехмерных вращений M_k /оператор полного момента/ и лорентцовских преобразований /см., например, /4/ / следует, что возможный фазовый множитель $\exp(i\eta)$ не зависит от \vec{p} и n , но может быть разным для разных частиц /аналогично внутренней P -четности частицы/.

Если процесс $a \rightarrow 1+2+3$ инвариантен относительно РС, то /см. примечание 4/ /

$$\begin{aligned} (PC|\vec{p}^{(1)} \vec{p}^{(2)} m_1 m_2 m_3\rangle, R PC|\vec{p}_a M\rangle) = \\ = (|\vec{p}^{(1)} \vec{p}^{(2)} m_1 m_2 m_3\rangle, R|\vec{p}_a M\rangle) \end{aligned} \quad /2.2/$$

Спиновые проекции не изменяются при пространственном отражении, но у нас оси квантования z для m параллельны направлениям импульсов, которые при отражении меняются на противоположные. Оси квантования y для m при отражении не меняются. Действительно, для начального состояния единственным дополнительным выделенным направлением, кроме направления \vec{z}_a импульса a в лабораторной системе, например, может быть только направление поляризации, которая является псевдовектором и при отражении не меняется. Ось

y_1 /см. § 1/ тоже не изменяется: $y_1 \parallel [\vec{p}_a \times \vec{p}^{(1)}] \parallel [-\vec{p}_a \times -\vec{p}^{(1)}]$. Аналогично $y_2 \parallel y_2$ /для квантования m_2 и m_3 /.

Назовем, соответственно, O'_a, O'_1, O'_2 "отраженные" тройки ортов, у которых орты \vec{z} отражены, а орты \vec{y} нет. Нам надо отнести спиновые проекции в левой части /2.2/ к этим новым ортам, чтобы сохранить и после отражения их определение как проекций на направление импульса. Заметим, что O' отличаются от O только поворотом на 180° вокруг осей y . Волновая функция Ψ_m состояния с определенной проекцией на старую ось z следующим образом выражается через спиновые функции ϕ_m с определенными проекциями m' на новую z -ось:

$$\psi_m = \sum_{m'=-s}^s \phi_{m'} D_{m',m}^s(O, \pi, O) = (-1)^{s+m} \phi_m. \quad /2.3/$$

Поэтому

$$\begin{aligned} & (PC | p^{(1)} p^{(2)} m_1 m_2 m_3 \rangle, R PC | \vec{p}_a M \rangle = \\ & = (-1)^{m_1 + m_2 + m_3 - M} \mathcal{K} (| -\vec{p}^{(1)}, -\vec{p}^{(2)}, -m_1, -m_2, -m_3 \rangle, \tilde{R} | -\vec{p}_a, -M \rangle). \end{aligned} \quad /2.4/$$

Знак \sim над R означает, что матричный элемент в правой части описывает процесс с соответствующими античастицами. \mathcal{K} - несущественное для дальнейшего произведение фазовых множителей $\exp i\eta$ и $(-1)^s$.

Формула /1.3/ означает, что элемент U или R зависит не от направлений $\vec{z}_a, \vec{p}^{(1)}$ и $\vec{p}^{(2)}$ в отдельности, а от их взаимной ориентации. Точнее, он зависит от эйлеровских углов $\{-\pi, \theta_1, \pi - \phi_1\}$ и $\{-\pi, \theta_2, \pi - \phi_2\}$, указывающих ориентацию O_1 относительно O_a и O_2 относительно O_1 /см. прилож. А, подробности в /22/. Легко убедиться /хотя бы на пространственной

модели/, что если эта ориентация ранее задавалась углами $\theta_1, \phi_1; \theta_2, \phi_2$, то ориентация O_1' относительно O_a и O_2' относительно O_1' задается углами $\theta_1, -\phi_1; \theta_2, -\phi_2$.

Итак, из /2.4/ и /2.2/ получаем соотношение:

$$\begin{aligned} & \langle m_1, m_2, m_3 | R(\theta_1, \phi_1, p^{(1)}; \theta_2, \phi_2) | M \rangle = \\ & = K (-1)^{m_1+m_2+m_3-M} \langle -m_1, -m_2, -m_3 | \tilde{R}(\theta_1, -\phi_1, p^{(1)}; \theta_2, -\phi_2) | -M \rangle. \end{aligned} \quad /2.5/$$

Вытекающее отсюда правило отбора в терминах коэффициентов W , см. /1.9/, получено в приложении Б:

$$\begin{aligned} & (q_1 r_1 q_2 r_2 q_3 r_3 | W(\theta_1, \phi_1, p^{(1)}; \theta_2, \phi_2) | q_a r_a) = \\ & = (-1)^{q_1+q_2+q_3+q_a} (1)^{r_1+r_2+r_3+r_a} \langle q_1, -r_1, q_2, -r_2, q_3, -r_3 | W(\theta_1, -\phi_1, p^{(1)}; \theta_2, -\phi_2) | q_a, -r_a \rangle. \end{aligned} \quad /2.6/$$

Оно отличается от полученного в /23/ правила отбора, вытекающего из Р-инвариантности только тем, что в правой части /2.6/ стоят W -коэффициенты для зарядовоспряженного процесса.

Соответствующее /2.6/ соотношение для распада $a \rightarrow 1+2$ получается удалением из /2.6/ индексов q_3, r_3 и $p^{(1)}, \theta_2, \phi_2$.

Простейшее следствие из /2.6/ получается когда все q и r равны нулю: угловые распределения продуктов распада неполяризованных частицы и античастицы равны. Поскольку интеграл по всем углам от углового распределения не зависит от поляризации частицы^{5/}, то простейшее следствие /2.6/ ведет также к равенству времен жизни частицы и античастицы и равенству весов соответствующих /взаимозарядовоспряженных/ каналов распада.

2. Обращение времени по Вигнеру.

Принимаем следующую исходную формулировку инвариантности относительно T /24,25/:

$$\langle \phi_f, U(t_0) \psi_0 \rangle = \langle T \psi_0, U(t_0) T \phi_f \rangle, \quad /27/$$

где T определяется следующим образом /24,26/:

^{5/} Исходя из /1.9/, /1.3/ и /A.2/ можно показать, что

$$\iint d \cos \theta_1 d \phi_1 \iint d \cos \theta_2 d \phi_2 (000000 | W(\theta_1, \phi_1, \dots) | q_a r_a) \sim \delta_{q_a, 0} \delta_{r_a, 0}$$

$$T|\vec{p}n\rangle = |-\vec{p}, -n\rangle (-1)^n e^{i\zeta}. \quad /2.8/$$

Как и в /2.1/ ζ не зависит от импульса \vec{p} и проекции спина n . При T -инверсии спиновые проекции n на фиксированную ось квантования меняют свой знак. Так же, как и в п. 1 в данном случае требуется переотнесение m -проекций к новым тройкам ортов. Из /2.7/, /2.8/, /2.3/ аналогично предыдущему для распада $a \rightarrow 1+2+\dots$ получаем

$$\langle m_1 m_2 \dots | R(\theta_1, \phi_1 \dots) | M \rangle = \Xi \langle M | R(\theta_1, -\phi_1 \dots) | m_1 m_2 \dots \rangle \quad /2.9/$$

Ξ определяется аналогично \mathcal{K} в /2.4/ и /2.5/.

С помощью /1.2/ и /1.3/ можно показать, что в $m_1 m_2 \dots | M$ -представлении /2.9/ превращается в соотношение

$$\langle m_1 m_2 \dots | R^J | M \rangle = \Xi \langle M | R^J | m_1 m_2 \dots \rangle. \quad /2.10/$$

Если выбрать фазовые множители так, чтобы $\Xi_n = 1 / \Xi_0$ не равно Ξ , то /2.10/ будет означать, что матрица R^J симметрична вследствие T -инвариантности.

Соотношения /2.9/ или /2.10/ связывают элементы прямой и обратной реакций $1+2+3 \rightarrow a$. Последняя практически неосуществима и непосредственно /2.9/ проверить невозможно.

В приложении В показано, что если продукты реакции /1.2/ и т.д. взаимодействуют слабо, то из унитарности матрицы U следует эрмитовость R -матрицы: $R^\dagger = R$. Тогда /2.9/ можно переписать в виде:

$$\langle m_1 m_2 \dots | R(\theta_1, \phi_1 \dots) | M \rangle = \Xi \langle m_1 m_2 \dots | R(\theta_1, -\phi_1; \dots) | M \rangle^* \quad /2.11/$$

откуда следует такое правило отбора /см. прилож. Б/

$$(q_1 r_1 \dots | W(\theta_1, \phi_1, p^{(1)}; \theta_2, \phi_2, \dots) | q_a r_a) = (-1)^{r_1 + \dots + r_a} \quad /2.12/$$

$$(q_1, -r_1 \dots | W(\theta_1, -\phi_1, p^{(1)}; \theta_2, -\phi_2, \dots) | q_a r_a).$$

3. Правило отбора, следующее из PCT -инвариантности в случае слабого взаимодействия продуктов распада, получаем комбинированием /2.6/ и /2.12/:

$$\begin{aligned} & (q_1 r_1 \dots | W(\theta_1 \phi_1 p^{(1)}; \theta_2 \phi_2 \dots) | q_a r_a) = \\ & = (-1)^{q_1 + \dots + q_a} (q_1 r_1 \dots | W(\theta_1 \phi_1 p^{(1)}; \theta_2 \phi_2 \dots) | q_a r_a). \end{aligned} \quad /2.13/$$

Как и из /3.6/ при всех q и r равных нулю, отсюда получается равенство угловых распределений продуктов распада a и \bar{a} , равенство их времен жизни /27,28/ и равенство весов соответствующих каналов распада /11,9/. Равенство полных вероятностей распада /времен жизни/ получается и в случае сильного взаимодействия продуктов распада, см. прилож. В, п. 2.

§ 3. Распады π и μ -мезонов

Установленное экспериментально равенство времен жизни π^+ и π^- , μ^+ и μ^- -мезонов /см. /29/, гл. 2/ является самым простым следствием PC и PCT -инвариантностей, а также первым свидетельством справедливости хотя бы одной из них /27/, /18/. Следующим по простоте следствием должна была бы быть тождественность угловых распределений π^+ и π^- /а также неполяризованных μ^+ и μ^- /, но изотропия обоих этих распределений следует из равенства нулю спинов π^+ и π^- . По этой же причине μ -мезоны в $\pi \rightarrow \mu + \nu$ распаде могут быть только продольно поляризованными /как и электроны от распада неполяризованного μ -мезона, если направления вылета нейтрино не регистрируются/. Все эти факты можно получить формально из формул /1.2/, /1.3/, /1.8/, /1.9/, но они достаточно просто вытекают непосредственно из исходных положений вывода /1.2/, /1.3/ - из инвариантности относительно вращений. Действительно, покоящийся π -мезон не выделяет никакого направления в пространстве. В конечном состоянии есть только одно выделенное направление - импульс \vec{p} μ -мезона /который определяет также и импульс нейтрино/. Должны быть равны амплитуды перехода из повернутого начального состояния /полностью совпадающего с неповернутым/ в таком же образом повернутое конечное состояние. Вращения вокруг разных осей, перпендикулярных к \vec{p} , приводят к равенству амплитуд с разными \vec{p} , т.е. к изотропии угло-

вого распределения. Далее, предположим, что есть неравная нулю компонента поляризации P , перпендикулярная \vec{p} . Тогда такую же величину должны иметь компоненты, полученные из P вращением вокруг \vec{p} , в том числе и компонента противоположного направления. Результирующая перпендикулярная компонента будет равна нулю.

Рассмотрим более тонкие эксперименты по проверке РС и РСТ.

1. Из /2.6/, а также из /2.13/ следует, что продольные компоненты μ^+ и μ^- - мезонов от распадов покоящихся π - мезонов противоположно направлены^{11/}:

$$\langle 1000 | W | \rangle = - \langle 1000 | W | \rangle. \quad /3.1/$$

Если нейтрино двухкомпонентное, то μ - мезоны полностью поляризованы /вдоль импульса/. В дальнейшем рассмотрении мы не будем считать нейтрино обязательно двухкомпонентным.

При преобразовании из системы покоя π - мезона в лабораторную систему импульс μ - мезона изменяет направление, вектор же поляризации почти не изменяется по направлению^{6/}. Поэтому в лабораторной системе вектор поляризации как правило не будет направлен вдоль импульса, но будет повернут относительно него на некоторый угол α . Осью поворота является перпендикуляр к направлениям импульсов $\vec{p}_{\pi l}$ и $\vec{p}_{\mu l}$ π и μ - мезонов в лабораторной системе. В § 1 эта ось называлась осью y_1 . Циклические компоненты P_{ν}^{ℓ} вектора поляризации относительно системы осей $z_1, \vec{p}_{\mu l}$ и y_1 обладают следующими свойствами:

$$P_{\nu}^{\ell} = \sum_r D_{\nu,r}^{\ell} (0, \alpha, 0) P_r = D_{\nu,0}^{\ell} (0, \alpha, 0) P_0 = -\tilde{P}_{\nu}^{\ell} \quad /3.2/$$

и

$$P_{\nu}^{\ell} = (-1)^{l+\nu} \tilde{P}_{\nu}^{\ell} \quad /3.2'/$$

^{6/} Он вращается вокруг оси y_1 см. далее и угол его поворота Ω может быть включен в угол α /см. далее; конкретная величина α в последующих рассуждениях несущественна/. /15/

При получении /3.2'/ использована формула /А.7/. \vec{P}_ν^i обозначает поляризацию $\vec{\mu}$, вылетевшего под тем же углом к импульсу $\vec{\pi}$ в лабораторной системе, что и μ относительно π .

Общая формула для углового распределения и поляризации электронов распада $\mu \rightarrow e + \nu + \nu$ получается из /1.8/ интеграцией по углам вылета нейтрино /т.е. по углам θ_2, ϕ_2 см. § 1/:

$$\rho'(\theta, \phi; q, r) = (q, r | 0000 | W(\theta, \phi) | 00) \rho_0(0,0) + \sum_{\nu} (q, r | 0000 | W(\theta, \phi) | 1\nu) P_{\nu}^{\ell} \quad /3.3/$$

Четыре нуля обозначают суммирование по поляризациям нейтрино; в дальнейшем они опускаются. θ - угол между \vec{p}_{μ} и импульсом электрона $\vec{p}(e)$ в с.ц.и. μ - мезона.

Заметим, что первый член правой части /3.3/ не зависит от θ, ϕ , и не равен нулю только если $r=0$.

Если μ - распад РС-инвариантен, то ввиду /2.6/ и /3.2'/ равенство /3.3/ приводит к соотношению

$$\rho'(\theta, \phi; q, r) = (-1)^{q+r} (q-r | \vec{W} | 00) \cdot 1 + \sum_{\nu} (-1)^{q+r} (q-r | \vec{W}(\theta, -\phi) | 1-\nu) (-1)^{1+\nu} (-1)^{1+\nu} \vec{P}_{\nu}^{\ell} = (-1)^{q+r} \vec{\rho}'(\theta, -\phi; q-r), \quad /3.4/$$

а из РСТ -инвариантности следует

$$\rho'(\theta, \phi; q, r) = (-1)^q (q, r | \vec{W} | 00) \cdot 1 + \sum_{\nu} (-1)^q (q, r | \vec{W}(\theta, \phi) | 1\nu) (-1)^r (-\vec{P}_{\nu}^{\ell}) = /3.5/ \\ = (-1)^q \vec{\rho}'(\theta, \phi; q, r)$$

2. Частные следствия /3.4/ и /3.5/ (см. таблицу 1)

1) Если μ неполяризованы, то как из РС, так и из РСТ инвариантности следует, что продольные компоненты поляризации e^+ и e^- имеют противоположные знаки: $P_{\parallel}^+ = -P_{\parallel}^-$. Независимость P_{\parallel} от углов и равенство нулю остальных компонент поляризации в этом случае уже отмечались выше^{7/}.

2) Можно показать, что угловое распределение электронов μ -распадов вследствие вращательной инвариантности является четной функцией ϕ : $F(\theta, \phi) = F(\theta, -\phi)$. Поэтому, если μ^- и μ^+ происходили от распадов π^- и π^+ соответственно / и не деполаризовались /, то как РС, так и РСТ - инвариантность ведут к равенству угловых распределений e^+ и e^- : $F^+(\theta, \phi) = F^-(\theta, \phi)$ /11/. Зависимость от ϕ появляется вследствие наличия непродольных компонент поляризации μ -мезонов в лабораторной системе / ϕ можно определить как угол между вектором $[\vec{p}_{\mu 1} \times \vec{p}_0]$ и вектором $[[\vec{p}_{\pi 1} \times \vec{p}_{\mu 1}] \times \vec{p}_{\mu 1}]$.

В перечисленных случаях Т-инвариантность не ведет ни к каким следствиям, как можно проверить, исходя из /2.12/. Поэтому РС и РСТ имели одинаковые следствия. Различия появляются только в самых сложных экспериментах: поляризация электронов от поляризованных μ -мезонов.

3) Распишем /3.4/ и /3.5/ в случае $q=1$ в обычных декартовых проекциях, см. /1.6/. Получаем соответственно

$$\begin{aligned} P_x^+(\theta, \phi) &= -P_x^-(\theta, -\phi) = -P_x^-(\theta, \phi) & P_x^+(\theta, \phi) &= -P_x^-(\theta, \phi) \\ P_x^+(\theta, \phi) &= -P_x^-(\theta, -\phi) & /3.4/ & & P_x^+(\theta, \phi) &= -P_x^-(\theta, \phi) & /3.5/ \\ P_y^+(\theta, \phi) &= P_y^-(\theta, -\phi) & & & P_y^+(\theta, \phi) &= -P_y^-(\theta, \phi). \end{aligned}$$

Вспомним, что осью z квантования для электрона является направление его импульса \vec{p}_0 в с.ц.и. μ -мезона, а осью y является направление $[\vec{p}_{\mu 1} \times \vec{p}_0]$. Повторяя рассуждения перед /3.2/, получим, что параллельная импульсу e^- в лабораторной системе компонента $P_{\parallel}^-(\theta, \phi)$ поляри-

7/ Расчеты по теории четырехфермионного взаимодействия с двухкомпонентным нейтрино в случае V-A или V+A вариантов дают для продольной поляризации величину, близкую к 100% /30-33/. Такая же величина получается и при гипотезе ненаблюдаемости знака массы /32,34/.

зации e^- будет обратна по знаку компоненте $P_{\parallel}^+(\theta, -\phi)$ /поскольку P_{\parallel} есть суперпозиция P_z и P_x , которые согласно /3.4/ и /3.5/ имеют противоположные знаки для e^- и e^+ /. Перпендикулярная к $\vec{p}_{\mu 1}$ и \vec{p}_d компонента P_{\perp} равна P_y . В таблице 1 выписаны соотношения между проинтегрированными по ϕ компонентами $P_{\parallel}(\theta, \phi)$ и $P_{\perp}(\theta, \phi)$, обозначенными просто через P_{\parallel} и P_{\perp} .

Конечно, если имеет место Т -инвариантность, то различие между РС и РСТ исчезает: тогда $P_x(\theta, \phi)$ является четной функцией ϕ , а $P_y(\theta, \phi) = P_{\perp}(\theta, \phi)$ -нечетной, в частности, $\int_0^{2\pi} d\phi P_{\perp}(\theta, \phi) = 0$ 8/. Четность $P_z(\theta, \phi)$ следует уже из вращательной инвариантности.

Т а б л и ц а 1. π и μ распады

| Измеряемые величины | РС | РСТ | Т |
|--|---|---|-----------------|
| Векторы поляризации μ^- -мезонов от $\pi \rightarrow \mu + \nu$ -распада | $\vec{P}_{\mu}^+ = -\vec{P}_{\mu}^-$ | $\vec{P}_{\mu}^+ = -\vec{P}_{\mu}^-$ | - |
| Продольные компоненты поляризации e^+ и e^- в каскадах $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$ | $P_{\parallel}^+ = -P_{\parallel}^-$ | $P_{\parallel}^+ = -P_{\parallel}^-$ | - |
| Угловые распределения e^+ и e^- в каскадах $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$ | $F^+(\theta, \phi) = F^-(\theta, \phi)$ | $F^+(\theta, \phi) = F^-(\theta, \phi)$ | - |
| Перпендикулярные компоненты поляризации e^+ и e^- в каскадах $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$ | $P_{\perp}^+ = P_{\perp}^-$ | $P_{\perp}^+ = -P_{\perp}^-$ | $P_{\perp} = 0$ |

3. Эксперимент.

В работах /38/ и /39/ измерялись продольные компоненты поляризации P_{\parallel} e^+ и e^- . Заметим, что P_{11}^+ и P_{11}^- имеют разный знак, как в случае неполяризованных μ^- -мезонов, см. 1/, так и в случае, когда μ^- -мезоны обладают теми поляризациями, которые они приобрели после π^- -распада

8/ Многие авторы /32/ указывали, что измерение P_{\perp} проверяет Т-инвариантность. Хори и др. исходят из несохраняющего четность взаимодействия Ферми самого общего вида, нейтринно считается четырехкомпонентным, см. также /35/. В /36/ и /37/ указано, что большая асимметрия вперед-назад, а также обнаруженная на опыте большая продольная поляризация электронов /38/ μ^- -распада /близкая к 100%/, не позволяют ожидать, что P_{\perp} будет велико, даже если нет Т -инвариантности.

да, см. 3/. Поляризация электронов измерялась при помощи поглощения их тормозного излучения в намагниченном железе. Коэффициент поглощения γ - квантов в этом случае зависит от их поляризации, которая однозначно связана с поляризацией электронов. Знаки продольных компонент поляризации e^+ и e^- оказались противоположными и в пределах ошибок опыта /довольно больших/ равными по абсолютной величине^{9/}.

Попытка измерения поляризаций космических μ^+ и μ^- мезонов, предпринятая Алихановым, Любимовым и др.^{41,42/}, еще не дала определенного заключения о соотношении знаков и величин поляризаций /хотя результат не противоречит РС и РСТ -инвариантностям в пределах ошибок опыта/.

Большая деполяризация μ^- -мезонов в веществе до их распада не позволила проверить равенство величин асимметрии вперед-назад в $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ распадах /эксперимент 2)/. Проведенные измерения /см.^{9/} (7.10)/ подтверждают только, что знаки этих асимметрий одинаковы.

Перпендикулярная компонента поляризации P_{\perp} не измерялась еще даже и у позитронов, см. опыт 3)^{10/}.

4. Как мы видим, проверенные до сих пор симметрии /равенство времен жизни и $R_{\parallel}^+ = -R_{\parallel}^-$ / вытекают как из РС, так и из РСТ -инвариантности. Можно спросить, что же собственно следует считать проверенным? /См. спор по этому поводу между Сакураем и Верле, изложенный в примечании редактора к работе^{43/} /.

^{9/} Грин и Херст отмечали^{40/}, что поскольку асимметрия вперед-назад в $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ каскаде не является псевдоскалярной величиной, то ее наличие, строго говоря, не свидетельствует о Р -неинвариантности. Она может быть объяснена введением четностного μ -мезонного дублета /два μ^+ -мезона и два μ^- -мезона с противоположными четностями/. Описанный опыт устраняет такую гипотезу: она не может объяснить наблюдаемую разницу в числе поглощенных γ -квантов при противоположных направлениях магнитного поля.

Кроме того, этот опыт дает прямое свидетельство С -неинвариантности распада $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$: если бы он был зарядовоинвариантен, то знаки R_{\parallel} и R_{\perp} были бы одинаковыми^{11/}. Обычно об отсутствии С -инвариантности заключают на основании теоремы Людерса-Паули^{27/}: поскольку асимметрия вперед-назад указывает и на РТ-неинвариантность /из РТ вытекают те же следствия, что и из Р для всех опытов, кроме 3)/, то значит нет и С -инвариантности.

^{10/} Пользуюсь случаем поблагодарить А.Е. Игнатенко за консультации по современному состоянию эксперимента по π и μ -распадам.

Из таблицы 2 следует, что, если в таких случаях эксперимент говорит "нет" на вопрос о наличии соответствующей симметрии, то и РС и РСТ -инвариантности не имеют места. Если симметрия подтверждается, то остается три варианта. Если считать РСТ -инвариантность более фундаментальной с теоретической точки зрения/, т.е. ее нарушение ожидается в последнюю очередь/, то опытное "да" не следует расценивать, как подтверждение РС -инвариантности. Если нет никакой предвзятой теоретической точки зрения, то объективным следствием из ответа "да" является просто констатация справедливости одного из трех вариантов в таблице 2.

Т а б л и ц а 2

| РС, РСТ | нет, нет | нет, да | да, нет | да, да |
|-------------|----------|---------|---------|--------|
| эксперимент | нет | да | да | да |

Требуются дальнейшие опыты типа 3), чтобы установить истинный вариант. Если окажется, что $P_1^+ = P_1^- = 0$, то имеют место обе инвариантности. Если же P_1^+ и P_1^- не равны нулю /но равны по модулю/, то верна либо РС, либо РСТ -инвариантность, в зависимости от относительного знака P_1^+ и P_1^- .

§ 4. Р а с п а д ы К-м е з о н о в

1. Прежде всего отметим факт равенства времен жизни K^+ и K^- и приблизительное равенство весов соответствующих каналов их распадов, установленное для каналов $K \rightarrow \mu + \nu$, $\rightarrow \pi + \pi$, $\rightarrow \pi + \pi + \pi$ /44/. Это первое и пока единственное свидетельство в пользу РС и РСТ-инвариантностей K^\pm - распадов.

Заметим, что если бы существовали сильные переходы $\pi + \pi \rightarrow \pi + \pi + \pi$, то из РСТ -инвариантности не следовало бы равенство весов каналов $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ и $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$, а также $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ и $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+$, см. /12/, а также приложение В. Однако, такие переходы запрещены обобщенной теоремой Фарри, см. /2/ § 17.

Обсудим возможности более детальной проверки РС и РСТ- инвариантности в K^\pm распадах.

2. Канал $K \rightarrow \mu + \nu$ обладает наибольшим весом. Поскольку все экспери-

ментальные данные лучше всего согласуются с нулевым значением спина К мезона, то относительно $K \rightarrow \mu + \nu$ можно повторить все, что говорилось о $\pi \rightarrow \mu + \nu$ /и далее $\mu \rightarrow e + \nu + \nu$ /, см. табл. 1. Экспериментально измерена только угловая асимметрия в каскаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ /45/.

3. Из π -мезонных каналов можно обсуждать лишь $K_{\pi 3}$ распады. Нулевой спин К-мезона ведет к изотропии как $K_{\pi 2}^+$, так и $K_{\pi 2}^-$ распада.

Из РС-инвариантности следует равенство угловых и импульсных распределений распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ и $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+$, а также $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$ и $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \pi^0$;

$$F^+(p^{(1)}, \theta_2) = F^-(p^{(1)}, \theta_2). \quad /4.1/$$

См. § 2 п.1. С помощью /1.3/ легко убедиться, что угловое распределение зависит только от θ_2 /функция $D^J(-\pi, \theta, \pi - \phi)$ равна единице при $J = 0$ /. Напомним, что θ_2 определяется как угол между векторами $\vec{p}^{(1)}$ и $\vec{p}^{(2)}$, где $\vec{p}^{(1)}$ - импульс π^- /в с.ц.и. реакции/ в случае $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ и импульс π^+ в случае $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+$, а $\vec{p}^{(2)}$ - относительный импульс двух π^+ или двух π^- -мезонов соответственно в лорентцовской системе, где их полный импульс равен нулю /19/.

Из РСТ-инвариантности /4.1/ не следует /12/. Если были бы известны матричные элементы перехода $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ / т.е. была бы известна $F^+(p^{(1)}, \theta_2)$ / и матричные элементы реакций $\pi^+ + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ и $\pi^+ + \pi^0 + \pi^0$, то из РСТ-инвариантности следовал бы определенный вид функции $F^-(p^{(1)}, \theta_2)$ (см. далее § 5, п. 4), который можно было бы сравнить с опытным распределением. /4.1/ еще не проверено, так как достаточная статистика набрана только по τ^+ распаду /46/.

4. $K_{\mu 3}$ и $K_{e 3}$ распады в принципе представляют много возможностей проверки РС и РСТ-инвариантностей. Однако, вес этих каналов мал и наблюдались лишь единичные случаи $K_{\mu 3}^-$ и $K_{e 3}^-$ распадов /44/. Поэтому не будем обсуждать соответствующие опыты. Рассматривая всевозможные частные случаи соотношения /2.6/, нетрудно составить таблицу, подобную таблице 1. В основном, все эти опыты были предложены разными авторами /главным образом для другой цели - определения варианта слабого взаимодействия/. По поводу угловых распределений см. например, /47/; измерение компоненты поляризации

μ или e , перпендикулярной к плоскости распадов $K \rightarrow \mu + \nu + \pi$ или $K \rightarrow e + \nu + \pi$ предлагалось в ^{/48,49/}; вообще о полном наборе опытов для этих распадов см. ^{/50/}. Напомним, что для нашей цели нужно, чтобы подобные опыты были произведены как с K^+ так и с K^- -распадами.

5. Интерпретация распадов нейтральных K -мезонов с точки зрения проверки РС и РСТ -инвариантностей представляет определенные трудности.

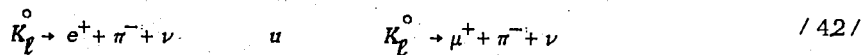
В распадах странность не сохраняется, поэтому теряется различие между K^0 и \bar{K}^0 : свободный K^0 по истечении некоторого времени после своего рождения может обнаружить свойства \bar{K}^0 при сильном взаимодействии с веществом /вследствие возможного перехода $K^0 \rightarrow \pi + \pi \rightarrow \bar{K}^0$ /.

В эксперименте наблюдаются распады нейтральных K -мезонов с двумя резко отличающимися временами жизни /около 10^{-10} сек и 10^{-7} сек ^{/44/} /.

В большинстве предложений по проверке РС -инвариантности /см., например, ^{/51/}, а также ^{/52/} / принимается гипотеза Гелл-Манна и Пайса ^{/53/}, согласно которой, в частности, долгоживущий K^0 -мезон обладает по отношению к распадам определенной зарядовой /точнее РС-/ четностью. Из этой гипотезы и из предполагаемой РС -инвариантности процессов распадов вытекают некоторые правила отбора. В случае их невыполнения прежде чем заключать о РС -неинвариантности следует усомниться в менее фундаментальной гипотезе Гелл-Манна и Пайса.

Ввиду такого положения мы ограничимся обсуждением двух экспериментальных фактов, касающихся распадов долгоживущего нейтрального K -мезона, назовем его K_L^0 -мезоном (*long-lived*).

1. Равенство чисел π^+ и π^- -мезонов в K_L^0 распадах. Основными каналами распада K_L^0 являются ^{/44/}



и зарядовосопряженные каналы. Общее число π^- -мезонов от каналов /4,2/ должно равняться числу всех π^+ -мезонов от зарядовосопряженных каналов, если a / K_L^0 имеет определенную РС -четность /или РСТ-четность, так как операция Т никак не меняет волновую функцию покоящейся бесспиновой частицы/, т.е. является K_2^0 в обозначении Гелл-Манна и Пайса;

в/ вышеупомянутые распады инвариантны относительно РС^{51/} или РСТ^{27/,11/}. В последних экспериментах^{54/} отношение общего числа всех зарегистрированных в K_S^0 -распадах π^+ -мезонов к общему числу π^- оказалось равным $0,91 \pm 0,23$, т.е. нет противоречия с предположениями а/ и в/. Если бы это отношение отличалось от единицы /как это было в ранних работах, см. ^{44/}, стр. 262/, то скорее всего надо было бы подвергнуть сомнению а/.

2/ Отсутствие распадов $K_S^0 \rightarrow \pi + \pi$. Учитывая существование двух времен жизни нейтральных К-мезонов и предполагая РСТ-инвариантность в их распадах, Вейнберг показал^{55/}, что из факта отсутствия распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ и $\rightarrow \pi^0 + \pi^0$ вытекают в частности соотношения вида /В.3/, характерные для Т-инвариантности. /См. изложение Далитца^{56/}, раздел 5/. Следовательно, отсутствие $K_S^0 \rightarrow \pi + \pi$ устанавливает Т-инвариантность или, поскольку РСТ-инвариантность уже предположена, РС-инвариантность. Гипотеза Гелл-Мана и Пайса в доказательстве Вейнберга не используется.

§ 5. Каскад $\tilde{p} + p \rightarrow \Lambda + \tilde{\Lambda}$, $\Lambda \rightarrow N + \pi$, $\tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{N} + \tilde{\pi}$

Это каскад взят не только в качестве примера возможного эксперимента, в котором известны поляризации гиперона и антигиперона^{57/}. Реакция $\tilde{p} + p \rightarrow \Lambda + \tilde{\Lambda}$ дала пока наибольшее число наблюдаемых антигиперонов и именно антилямбда-частиц^{58/}. Для распада Λ и $\tilde{\Lambda}$ в принципе возможно осуществить полный набор опытов по проверке РС-инвариантности. Поясним понятие полного набора.

Для $\Lambda \rightarrow N + \pi$ аналогичное /2,5/ соотношение

$$\langle m | R(\theta, \phi) | M \rangle = K (-1)^{m-M} \langle -m | R(\theta, -\phi) | -M \rangle$$

с помощью /1.2/ и /А.7/ может быть переписано в виде следующего соотношения между элементами $\langle m | R^{1/2} | \rangle$ / см. /1.2/, спин Λ считаем равным 1/2/:

$$\langle m | R^{1/2} | \rangle = K \langle -m | \tilde{R}^{1/2} | \rangle, \quad m = -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \quad /5.1/$$

/ m -проекция спина протона на его импульс/. Полная проверка РС-инвариантности заключается в проверке справедливости этих двух комплексных соот-

ношений /или соответствующих им четырех действительных, см. далее/. Понятие полного набора опытов подразумевает, что он содержит эксперименты, позволяющие различить РС и РСТ -инвариантности.

1. Пусть реакция вида

$$\vec{p} + p \rightarrow Y + \tilde{Y} + m\pi \quad m=0, 1, 2 \dots$$

Р -инвариантна. Тогда векторы поляризации Y и \tilde{Y} будут перпендикулярны к импульсу \vec{p}_a падающего антипротона и импульсу \vec{p} гиперона Y , если по всем переменным, связанным с π мезонами, произведено интегрирование. Чжоу Гуан-чжао показал ^{/57/}, что векторы поляризации Y и \tilde{Y} , (вылетающих в среднем в противоположных направлениях после вышеупомянутого интегрирования) равны по величине и оба либо параллельны, либо антипараллельны $[\vec{p}_a \times \vec{p}]$. Если поляризация не обращается в нуль при интегрировании по всем углам вылета Y , \tilde{Y} , то средняя /перпендикулярная/ поляризация Y равна средней поляризации \tilde{Y} .

При преобразовании в лабораторную систему перпендикулярная компонента не изменяется, ср. § 3, п. 1, поэтому такое же соотношение между поляризациями Y и \tilde{Y} будет иметь место и в лабораторной системе.

2. Пользуясь формализмом Жакоба и Вика, изложенным в § 1, вычислим выражения для углового распределения и поляризации продуктов распада

$\Lambda \rightarrow N + \pi$ /или $\tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{N} + \tilde{\pi}$ /. Этот формализм, и именно для этого случая, уже применял Жакоб ^{/59/}. Вопрос о полном наборе опытов для восстановления матрицы распада $\Lambda \rightarrow N + \pi$ в обычном формализме рассматривался, например, в работах ^{/60/}.

Ось z квантования для спиновых проекций M гиперона /антигиперона/ считаем направленной по импульсу гиперона \vec{p}_Λ /соответственно антигиперона $\vec{p}_{\tilde{\Lambda}}$ / в лабораторной системе. Ось y как для Λ , так и для $\tilde{\Lambda}$ считаем параллельной $[\vec{p}_a \times \vec{p}_\Lambda]$, т.е. направленной по /или против/ вектору поляризации Λ или $\tilde{\Lambda}$, см. выше. В этой системе осей циклические компоненты поляризации Λ и $\tilde{\Lambda}$ имеют вид:

$$\rho(1,0) = 0, \quad \rho(1, \pm 1) = i P^\Lambda / \sqrt{2}.$$

/5.3/

Приводим только результаты вычислений.

Угловое распределение протонов распада $\Lambda \rightarrow p + \pi$ имеет вид

$$F(\theta, \phi) = \frac{1}{4\pi} \{ |R_-|^2 + |R_+|^2 \} \cdot \left\{ 1 - \frac{|R_-|^2 - |R_+|^2}{|R_-|^2 + |R_+|^2} P^{\Lambda} \sin \theta \sin \phi \right\} \sim \quad /5.4/$$

$$\sim 1 - \alpha P^{\Lambda} \cos(\hat{p}_p \hat{p}_{\Lambda}); \quad R_{\pm} = \langle \frac{1}{\pm} \frac{1}{2} | R^{\frac{1}{2}} \rangle$$

θ и ϕ - сферические углы импульса \vec{p}_p протона, отсчитываемые от выбранной системы осей. Для коэффициента асимметрии α более известно выражение $\alpha = 2 \operatorname{Re} R_0 R_1^* / (|R_0|^2 + |R_1|^2)$, где элементы матрицы перехода нумеруются значениями 0 и 1 орбитального момента продуктов распада /60/11/.

При интегрировании /5.4/ по θ и ϕ получаем, что вероятность распада Λ по каналу $p + \pi^-$ равна $(R_-)^2 + (R_+)^2$. Аналогично получим, что вероятность распада $\tilde{\Lambda}$ по каналу $\tilde{p} + \tilde{\pi}$ равна $|\tilde{R}_-|^2 + |\tilde{R}_+|^2$, что в силу /5.1/ равно $|R_-|^2 + |R_+|^2$. Поскольку равны вероятности по соответствующим каналам, то и времена жизни должны быть одинаковы. Измеренные времена жизни Λ и $\tilde{\Lambda}$, соответственно, равны /44,58/:

$$/2.7 \pm 0.1/ \cdot 10^{-10} \text{ сек} \quad \text{и} \quad /2.8 \pm 0.7/ \cdot 10^{-10} \text{ сек.}$$

Далее из /5.1/ следует, что коэффициенты угловой асимметрии Λ и $\tilde{\Lambda}$ имеют разные знаки: $\alpha = -\tilde{\alpha}$. Поскольку Λ и $\tilde{\Lambda}$ поляризованы одинаково /если они берутся из реакции /5.2/ /, то это означает, что $F(\theta, \phi) = \tilde{F}(\theta, -\phi)$, или что асимметрия вверх-вниз $A = B - N / B + N$ для Λ и $\tilde{\Lambda}$ вследствие РС-инвариантности имеет разные знаки. /B - число протонов распада, вылетевших в верхнюю полусферу от плоскости реакции; "вверх" и для Λ и для $\tilde{\Lambda}$ определен как направление $[\vec{p}_a \times \vec{p}_{\Lambda}]$ /.

Перпендикулярная к \vec{p}_{Λ} и \vec{p}_p компонента поляризации распадных протонов:

$$P_{\perp}^{pp}(\theta, \phi) F(\theta, \phi) = -\frac{i}{\sqrt{2}} [p'(\theta, \phi; 1-1) + p'(\theta, \phi; 1+1)] = \quad /5.5/$$

$$= \frac{P^{\Lambda}}{2\pi} (\operatorname{Re} R_- R_1^* \cos \phi + \operatorname{Im} R_- R_1^* \cos \theta \sin \phi)$$

P_{\perp}^{pp} вычислено в с.п.и. распада. Поскольку это компонента в направлении $[\vec{p}_{\Lambda} \times \vec{p}_p]$, то она может быть определена и в лабораторной системе как компонента, перпендикулярная к импульсам Λ и распадного протона /ввиду

$$\frac{[\vec{p}_{\Lambda} \times \vec{p}_p] \parallel [\vec{p}_{\Lambda} \times \vec{p}_p]}{\quad} \quad /.$$

11) Соотношение между R_{\pm} и R_0, R_1 : $R_- = (R_0 + R_1) / \sqrt{2}$, $R_+ = (R_0 - R_1) / \sqrt{2}$

компоненту и заключается достоинство выбранной системы осей zux .

Сравним средние перпендикулярные компоненты поляризации протонов и антипротонов в каскаде

$$\tilde{p} + p \rightarrow \Lambda + \tilde{\Lambda} + \dots, \quad \Lambda \rightarrow p + \pi^-, \quad \tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{p} + \pi^+, \quad /5.6/$$

вылетевших в полусферу $-\pi/2 \leq \phi \leq \pi/2$ /назовем ее левой/

$$P_{1\Lambda}^{pp} = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta P_I^{pp}(\theta, \phi) = \frac{2 P^\Lambda}{\pi} \operatorname{Re} R_- R_+^* = P_{1\Lambda}^{\tilde{p}}. \quad /5.7/$$

Использовано /5.1/. Напоминаем, что оси z для Λ и $\tilde{\Lambda}$ разные, см. начало этого пункта.

Такое же соотношение имеет место для средних по правой полусфере. Поскольку $P_{1\Lambda}^{pp} = -P_{1\pi}^{pp}$, то в статистику можно включать все протоны /антипротоны/, но при усреднении поляризацию протонов из правой полусферы следует брать с обратным знаком

$$P_{1\Lambda}^{pp} - P_{1\pi}^{pp} = P_{1\Lambda}^{\tilde{p}} - P_{1\pi}^{\tilde{p}}. \quad /5.8/$$

Для перпендикулярных компонент, усредненных по области $0 \leq \phi \leq \pi$, $0 \leq \theta \leq \pi/2$ /вылет вверх и вперед, краткое обозначение ВП/, получаем

$$P_{1\pi}^{pp} = \int_0^{\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta P_I^{pp}(\theta, \phi) = \frac{P^\Lambda}{2\pi} \operatorname{Im} R_- R_+^* = -P_{1\pi}^{\tilde{p}}. \quad /5.9/$$

Имеет место также и такое аналогичное /5.8/ соотношение

$$P_{1\pi}^{pp} - P_{1\pi}^{pp} - P_{1\pi}^{pp} + P_{1\pi}^{pp} = -(P_{1\pi}^{\tilde{p}} - P_{1\pi}^{\tilde{p}} - P_{1\pi}^{\tilde{p}} + P_{1\pi}^{\tilde{p}}) \quad /5.10/$$

/индексы ВП, ВЗ, НП и НЗ, соответственно, обозначают вверх и вперед, вверх и назад, вниз и вперед, вниз и назад/.

Мы получили соотношения между угловыми распределениями и поляризациями продуктов распадов Λ и $\tilde{\Lambda}$, исходя непосредственно из /5.1/, не пользуясь /2.6/. Таким образом, вышеизложенное иллюстрирует на примере частного случая как получать /2.6/ из /2.5/.

3. Предположим, что экспериментально подтверждены равенство времен жизни, соотношение $a = -\tilde{a}$ и соотношения /5.8/ и /5.10/, см. таблицу 3. Следуют ли из этих соотношений уравнения /5.1/? Оказывается, что система

$$\begin{aligned} |R_-|^2 + |R_+|^2 &= |\tilde{R}_-|^2 + |\tilde{R}_+|^2 \\ |R_-|^2 - |R_+|^2 &= -|\tilde{R}_-|^2 + |\tilde{R}_+|^2 \\ \text{Im } R_- R_+^* &= \mp \text{Im } \tilde{R}_- \tilde{R}_+^* \\ \text{Re } R_- R_+^* &= \pm \text{Re } \tilde{R}_- \tilde{R}_+^* \end{aligned} \quad /5.11/$$

действительно имеет своим решением /5.1/ независимо от варианта знаков в последних двух уравнениях. Знаки \pm поставлены на тот случай, если знак поляризации $P_{\perp}^{\tilde{p}}$ антипротона не будет определен, см. /61/. Для наших целей не нужно также уметь определять и знак поляризации протона.

Т а б л и ц а 3
Р а с п а д ы Λ и $\tilde{\Lambda}$

| Измеряемая величина | PC | PCT | T |
|--|---|--|--|
| Асимметрия вверх-вниз $A = \frac{B - H}{B + H}$ для Λ и $\tilde{\Lambda}$ | $A = -\tilde{A}$ или $a = -\tilde{a}$ | $A \approx -\tilde{A}$ | - |
| Перпендикулярная к $\vec{p}_{\Lambda} (\vec{p}_{\tilde{\Lambda}})$ и $\vec{p}_p (\vec{p}_{\tilde{p}})$ компонента поляризации распадного протона /ан- типротона/ | $P_{\perp\Lambda}^p = P_{\perp\Lambda}^{\tilde{p}}$ $P_{\perp\Lambda n}^p = -P_{\perp\Lambda n}^{\tilde{p}}$ | $P_{\perp\Lambda}^p \approx P_{\perp\Lambda}^{\tilde{p}}$ $P_{\perp\Lambda n}^p \approx + P_{\perp\Lambda n}^{\tilde{p}}$ | - $P_{\perp\Lambda n}^p \approx 0 \approx P_{\perp\Lambda n}^{\tilde{p}}$ |

4. T и PCT -инвариантности

Взаимодействие продуктов распада Λ относится к разряду сильных. Однако, соответствующие фазы πN взаимодействий при ~ 30 Мэв все меньше 10° /62/. Если совсем пренебречь взаимодействием, то из T -инвариантности и эрмитовости R -матрицы /см. §2/ следует, что

$$\langle \pi | R^{1/2} | \rangle = \Xi_0 \langle | R^{1/2} | m \rangle = \Xi_0 \langle m | R^{1/2} | \rangle^* \quad /5.12/$$

откуда $Im R_{-} R_{+}^* = 0$. Поэтому правая и левая части /5.9/ и /5.10/ должны обращаться в нуль, см. таблицу 3.

Комбинацией /5.1/ и /5.12/ получается "правило отбора" PCT -инвариантности:

$$\langle m | R^{1/2} | \rangle = \mathcal{K} \Xi_0 \langle -m | \tilde{R}^{1/2} | \rangle^*. \quad /5.13/$$

Отсюда следует: $Re R_{-} R_{+}^* = Re \tilde{R}_{-} \tilde{R}_{+}^*$, т.е. такое же соотношение, как и из /5.1/, но $Im R_{-} R_{+}^* = Im \tilde{R}_{-} \tilde{R}_{+}^* + Im \tilde{R}_{+} \tilde{R}_{-}^*$. Это значит, что если в правой части /5.10/ заменить знак - на +, то получим соответствующее следствие PCT -инвариантности, см. таблицу 3.

В принципе можно проверить PCT, если и не пренебрегать πN взаимодействием. Для этого нужно произвести полный опыт для Λ и узнать R_{+} и R_{-} . Затем с помощью соотношений /ср. /B.3/ /

$$\mathcal{K}^* \langle -m | \tilde{R}^{1/2} | \rangle^* = \sum_n \langle m | U | n \rangle \langle n | R^{1/2} | \rangle \quad /5.14/$$

заменяющих /5.13/, можно найти \tilde{R}_{-} и \tilde{R}_{+} и вычислить ожидаемые результаты опытов для $\tilde{\Lambda}$ /угловое распределение и поляризация антипротонов/. Заметим еще раз, что при этом не должно получаться точного равенства весов каналов $\Lambda \rightarrow p + \pi^{-}$ $\tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{p} + \pi^{+}$, а также $\Lambda \rightarrow n + \pi^{0}$ и $\tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{n} + \pi^{0}$, но только определенное соотношение между ними.

В более простом случае распада $\Sigma^{-} \rightarrow n + \pi^{-}$, когда имеется всего один канал, Чжоу Гуан-чжао /63/ получил следующее выражение для отношения коэффициентов асимметрии

$$\frac{\tilde{a}}{a} = - \frac{\cos(\Delta_s - \Delta_p - (\delta_s - \delta_p))}{\cos(\Delta_s - \Delta_p + (\delta_s - \delta_p))}, \quad /5.15/$$

где δ_s и δ_p - фазы $\pi^{-} + n \rightarrow \pi^{-} + n$ рассеяния при 120 Мэв / $\delta_s - \delta_p = -17^{\circ}$ /, а фаза Δ_s определяется как разность фаз элемента

$\langle l=0 | R | \Sigma^- \rangle$ и фазы δ_s : $\langle l=0 | R | \Sigma^- \rangle = \langle l=0 | R | \Sigma \rangle \exp i(\Delta_s + \delta_s)$.

Аналогично определяется Δ_p ($l=1$).

Если распад $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ T-инвариантен, то $\Delta_s = \Delta_p = 0$ и тогда $\tilde{a}/a = -1$ /как и в случае PC-инвариантности, поскольку инвариантность относительно PCT предполагается/. Если же, например, окажется $\Delta_s - \Delta_p \sim 90^\circ$, то отношение /5.15/ может оказаться даже положительным. Распад не будет PCT-инвариантным, если вычисленное по формуле /5.15/ значение для \tilde{a} не совпадает с измеренным.

З а к л ю ч е н и е

Первым результатом проведенного обзора является уже сформулированный в аннотации вывод о том, что сделанные эксперименты не противоречат предположению о PC или PCT-инвариантности рассмотренных процессов. Следовательно, необходимы специальные эксперименты, если мы хотим узнать, какая из инвариантностей - PC или PCT /или обе вместе/ имеет место в действительности. Это эксперименты такого же характера, какие требуются для проверки T-инвариантности /см. таблицы 1 и 3/. Нужно измерять перпендикулярные компоненты векторов поляризации частиц распада. Трудности таких измерений усугубляются тем, что для наших целей их надо произвести и с отрицательно заряженными частицами, которые или деполаризуются, или захватываются веществом / μ^- и K^- -мезоны/. Заметим, что сейчас T-инвариантность установлена более или менее надежно только для β -распада нейтрона /56,64/.

Перечислим эксперименты, которые желательно было бы поставить с целью дальнейшей проверки PC и PCT-инвариантностей, а также с целью их различения. /Большая часть этих экспериментов была предложена в /11,12/./

1. Измерение поляризаций μ^\pm -мезонов в π^\pm и $K_{\mu 2}^\pm$ -распадах, см. § 3 и 4.

2. Измерение асимметрий вперед-назад в $\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$ и $K^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$ -каскадах.

3. Измерение перпендикулярной компоненты поляризации e^+ и e^- в $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ каскаде /при этом надо обеспечить сохранение поляризации μ -мезонов, см. § 3/, а также в $K_{\mu 2} \rightarrow \mu \rightarrow e$ каскаде.

4. Измерение угловых распределений в распадах $K_{3\pi}^-$, $K_{\mu 3}^+$ и $K_{e 3}^+$. В последних двух желательно измерить также поляризацию μ и e .

5. Уточнение равенства времен жизни, а также измерения весов разных каналов распадов гиперонов и антигиперонов. Измерения угловых распределений и поляризаций продуктов их распада /подобные предложенным в § 5/.

Выражаю благодарность Э.О. Оконову и Б.Н. Валуеву за обсуждения.

П р и л о ж е н и е А

Функции $D_{mn}^j(\phi_2, \theta, \phi_1)$

$$D_{mn}^j(\phi_2, \theta, \phi_1) = e^{-im\phi_2} d_{mn}^j(\theta) e^{-in\phi_1} \quad /A.1/$$

Общие выражения и рекуррентные соотношения для функций $d_{mn}^j(\theta)$ см. в /14/ и /85/. Там же приведена дальнейшая литература, которую можно дополнить § 7 книги /66/, где введена функция P_{mn}^j : $d_{mn}^j = i^{n-m} P_{mn}^j$.

Следует отметить, что выписанные на стр. 95 в /66/ матрицы функций P_{mn}^{ℓ} для $\ell = 1/2, 1, 2$ неправильны. Они не соответствуют формуле /22/ § 7 и изображают, по-видимому, функцию $|-1|^{m-n} P_{m,n}^{\ell}$.

1. Соотношения ортогональности

$$\int_0^{\pi} d_{mn}^j(\theta) d_{m'n'}^{j'}(\theta) \sin \theta d\theta = 2 \delta_{j,j'} \delta_{m,m'} \delta_{n,n'} /2j+1 \quad /A.2/$$

$$\sum_m d_{mn}^j(\theta) d_{m'n'}^{j'}(\theta) = \delta_{n,n'} \delta_{j,j'} \quad /A.3/$$

2. Разложение произведения двух D -функций:

$$D_{\alpha,\alpha'}^a(\phi_2, \theta, \phi_1) D_{\beta,\beta'}^b(\phi_2, \theta, \phi_1) = \sum_{\gamma,\gamma'} D_{\gamma,\gamma'}^c(\phi_2, \theta, \phi_1) C_{\alpha\alpha'\beta\beta'}^{c\gamma\gamma'} \quad /A.4/$$

$$\sum_{\alpha',\beta'} D_{\alpha,\alpha'}^a(\phi_2, \theta, \phi_1) D_{\beta,\beta'}^b(\phi_2, \theta, \phi_1) C_{\alpha\alpha'\beta\beta'}^{c\gamma\gamma'} = D_{\gamma,\gamma'}^c(\phi_2, \theta, \phi_1) C_{\alpha\alpha\beta\beta}^{c\gamma} \quad /A.5/$$

$C_{\alpha\beta}^{\gamma}$ обозначает коэффициент Клебша-Гордана, см., например, /65/.

3. Некоторые симметричные свойства:

$$D_{mn}^{j*}(\phi_2, \theta, \phi_1) = (-1)^{m-n} D_{-m, -n}^j(\phi_2, \theta, \phi_1) \quad /A.6/$$

$$d_{m,n}^j(\theta) = (-1)^{m-n} d_{n,m}^j(\theta) = (-1)^{m-n} d_{-m, -n}^j(\theta) \quad /A.7/$$

$$d_{m,n}^j(\theta) = (-1)^{j-n} d_{-m,n}^j(\pi-\theta) = (-1)^{j+m} d_{m,-n}^j(\pi-\theta) \quad /A.8/$$

$$D_{mn}^{j*}(\phi_2, \theta, \phi_1) = [D^j(\phi_2, \theta, \phi_1)]_{nm}^{-1} = D_{nm}^j(\pi-\phi_1, \theta, -\pi-\phi_2). \quad /A.9/$$

4. Связь с ненормированными полиномами Лежандра и со сферическими функциями /нормированными/:

$$D_{0,0}^j(\phi_2, \theta, \phi_1) = d_{0,0}^j(\theta) = P_j(\cos \theta) \quad /A.10/$$

$$D_{0,n}^j(\phi_2, \theta, \phi_1) = \sqrt{\frac{4\pi}{2j+1}} Y_{j,n}(\theta, \pi-\phi_1) \quad /A.11/$$

$$D_{m,0}^j(\phi_2, \theta, \phi_1) = \sqrt{\frac{4\pi}{2j+1}} (-1)^m Y_{j,m}(\theta, \pi-\phi_2). \quad /A.12/$$

5. Частные значения:

$$d_{m,n}^j(0, \pi, 0) = (-1)^{j+m} g_{m,-n} \quad /A.13/$$

$$d_{m,n}^j(90^\circ) = (-1)^{j-n} d_{-m,n}^j(90^\circ) = (-1)^{j+m} d_{m,-n}^j(90^\circ) \quad /A.14/$$

| | | | |
|--------------------------------|-----|------------------|-----------------|
| | n | $-1/2$ | $+1/2$ |
| m | | | |
| $d_{m,n}^{1/2}(\theta) = -1/2$ | | $\cos \theta/2$ | $\sin \theta/2$ |
| $+1/2$ | | $-\sin \theta/2$ | $\cos \theta/2$ |

$$d_{m,n}^1(\theta) = \begin{vmatrix} \frac{1+\cos \theta}{2} & \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} & \frac{1-\cos \theta}{2} \\ -\frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} & \cos \theta & \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} \\ \frac{1-\cos \theta}{2} & -\frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} & \frac{1+\cos \theta}{2} \end{vmatrix} \quad /A.15/$$

6. Углы $-\pi$, θ , $\pi - \phi_1$, в формуле /1.3/ и углы $-\pi$, θ , $\pi - \phi$ в формуле /1.2/ — суть эйлеровские углы поворота тройки осей O_a , совмещающего ее с тройкой осей O_1 . При этом подразумевается, что тройки осей правые. Определения углов Эйлера /в случае поворота системы координат/:

- 1/ ϕ_1 — угол вращения вокруг орта \vec{z} . При этом орт \vec{y} переходит в орт \vec{y}' .
- 2/ θ — угол вращения вокруг \vec{y}' . При этом \vec{z} переходит в \vec{z}' .
- 3/ ϕ_2 — угол вращения вокруг \vec{z}' . Все вращения по часовой стрелке /если смотреть с конца того орта, вокруг которого производится вращение/.

П р и л о ж е н и е Б

1. Выпишем формулу /1.9/ в развернутом виде

$$(q_1 r_1 q_2 r_2 \dots | W(\theta_1, \phi_1, \dots) | q_a r_a) = \frac{1}{2} \sum (\sigma_{r_1}^{q_1})_{m'_1, m_1} (\sigma_{r_2}^{q_2})_{m'_2, m_2} \dots$$

/Б.1/

$$\dots \langle m_1 m_2 \dots | R(\theta_1, \phi_1, \dots) | M \rangle \langle m'_1 m'_2 \dots | R(\theta_1, \phi_1, \dots) | M' \rangle * (\sigma_{r_a}^{q_a})_{m, m'}$$

Σ означает суммирование по всем дважды встречающимся индексам. Подставим вместо элементов R в /Б.1/ равные им правые части соотношений /2.5/:

$$= \frac{1}{2} \sum (\sigma_{r_1}^{q_1})_{m'_1, m_1} (-1)^{m_1 + m'_1 + \dots - M} \langle -m_1, -m_2, \dots | \tilde{R}(\theta_1, -\phi_1, \dots) | -M \rangle \cdot$$

/Б.2/

$$(-1)^{-m'_1 - m'_2 - \dots + M} \langle -m'_1, -m'_2, \dots | \tilde{R}(\theta_1, -\phi_1, \dots) | M' \rangle * (\sigma_{r_a}^{q_a})_{m, m'}$$

Исходя из определений матриц σ_r^q /см. §1, п.4/ и из выражений /1.6/ для σ_{-1} , σ_0 , σ_{+1} , можно проверить, что σ_r^q обладают свойствами:

$$(\sigma_r^q)_{m'; m} = (-1)^q (\sigma_{-r}^q)_{-m'; -m} \quad /Б.3/$$

Вставим правые части /Б.3/ в /Б.2/ вместо $(\sigma_r^q)_{m', m}$ и сменим обозначения индексов суммирования: вместо m введем $-\tilde{m}$. Сумма от этого не

изменится; так как m пробегает значения $-1/2$ и $+1/2$, то это будет означать только перегруппировку членов суммы. Замечая еще, что $|-1|^{-m-m'} = |-1|^r$ /Б.2/ можно продолжить так:

$$= \frac{1}{2} \sum (-1)^{q_1+r_1} (\sigma_{-r_1}^{q_1})_{\tilde{m}, \tilde{m}} (-1)^{q_2+r_2} (\sigma_{-r_2}^{q_2})_{\tilde{m}_2, \tilde{m}_2} \dots \quad /Б.4/$$

$$\dots \langle \tilde{m}_1 \dots | \tilde{R}(\theta_1, -\phi_1 \dots) | \tilde{M} \rangle \langle \tilde{m}_1 \dots | \tilde{R}(\theta_1, -\phi_1 \dots) | \tilde{M}' \rangle^* (-1)^{q_a+r_a} (\sigma_{-r_a}^{q_a})_{\tilde{m}, \tilde{m}'}$$

Сравнивая полученное выражение с определением /Б.1/ для W -коэффициента, видим, что оно равно

$$(-1)^{q_1+q_2+\dots+q_a} (-1)^{r_1+r_2+\dots+r_a} (q_1, -r_1; q_2, -r_2 \dots | W(\theta_1, -\phi_1 \dots) | q_a, -r_a),$$

т.е. мы получим соотношение /2.6/.

2. Доказательство /2.12/ в принципе аналогично. Отличия: после использования /2.11/ надо воспользоваться вместо /Б.3/ соотношением

$$(\sigma_r^q)_{m, m} = (-1)^r (\sigma_{-r}^q)_{m, m}. \quad /Б.5/$$

Кроме того, не нужна замена $m \rightarrow -\tilde{m}$.

П р и л о ж е н и е В

1. Перепишем $U^\dagger U = 1$ в виде $1 = U^\dagger (1 + iR)$ или $1 - U^\dagger = iU^\dagger R$ или $R^\dagger = U^\dagger R$. Возьмем от обеих частей последнего равенства матричный элемент между состояниями $|f\rangle$ -конечное состояние и $|a\rangle$ -начальное.

$$\langle f | R^\dagger | a \rangle = \langle f | U^\dagger R | a \rangle = \sum_n \langle f | U^\dagger | n \rangle \langle n | R | a \rangle \quad /Б.1/$$

При вычислении матричного произведения сумма \sum_n берется по всевозможным состояниям n , на которые может распадаться частица a и которые могут переходить в f в результате сильного взаимодействия. Если какие-то состояния n_c могут переходить в f только в результате слабого взаимодействия, то их в сумме можно не учитывать. Действительно, тогда

$$\sum_{n_c} \langle f | U^\dagger | n_c \rangle \langle n_c | R | a \rangle = \langle f | R | a \rangle - \quad / \text{B.2/}$$

$$- i \sum_{n_c} \langle f | R^\dagger | n_c \rangle \langle n_c | R | a \rangle$$

В примере $\pi \rightarrow \mu + \nu$ слабость взаимодействия продуктов распада означает, что матричные элементы $\langle m_\mu^\dagger m_\nu^\dagger | R^\dagger | m_\mu m_\nu \rangle$ процессов $\mu + \nu \rightarrow \mu + \nu$ или $e + \nu \rightarrow \mu + \nu$ очень малы. Исходя из величины 10^{-44} см^2 сечения взаимодействия нейтрино /из котла / с нуклонами, универсальности фермиевского четырехфермионного слабого взаимодействия и того возможного роста сечения с энергией, который следует из этого взаимодействия /67/, можно дать оценку 10^{-10} для порядка величины этого элемента. Отсюда следует, что вторым членом в правой части /B.2/ можно пренебречь. Если все состояния n имеют характер n_c -состояний, то /B.1/ превращается в $\langle f | R^\dagger | a \rangle = \langle f | R | a \rangle$.

Поскольку $\langle f | R^\dagger | a \rangle \equiv \langle a | R | f \rangle^*$, то /B.1/ связывает матричные элементы прямой $a \rightarrow n$ / в том числе $a \rightarrow f$ / и обратной реакций, как и соотношения /2.9/ или /2.10/. Согласно /2.10/ (если $\Xi_0 = 1$) имеем $\langle f | R^\dagger | a \rangle = \langle f | R | a \rangle^*$, что вместе с /B.1/ приводит в общем случае к следующему уравнению для матричных элементов процессов $a \rightarrow n$ /ср. /63/ /:

$$\langle f | R | a \rangle^* = \sum_n \langle f | U^\dagger | n \rangle \langle n | R | a \rangle. \quad / \text{B.3/}$$

Конечно, все соответствующие элементы сильных процессов $n \rightarrow f$ /фазы/ должны быть известны.

Подчеркнем, что их можно получить, изучая отдельно процессы рассеяния и прочие сильные взаимодействия. Например, для распада $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$ достаточно знать фазы $\pi^- + n \rightarrow \pi^- + n$ рассеяния, см., например, /62/. Действительно, поскольку $U^\dagger(T, 0) = U^{-1}(T, 0) = U(0, T)$, то /B.1/ фактически имеет вид $R^\dagger(T, 0) = U(0, T) R(T, 0)$. $U(0, T)$ осуществляет обратную эволюцию продуктов распада от момента времени T до момента $t = 0$. Сначала они сходятся (как свободные частицы, если радиус τ_0 их сильного взаимодействия конечен) в момент распада τ они находятся в малом

объеме и взаимодействуют, к моменту $t = 0$ они уже разошлись и могут считаться свободными, если радиус λ_0 конечен, а их относительная скорость v не очень мала, так что $\lambda_0/v \ll r$. Численно элементы $U(0, T)$ равны элементам $U^\dagger(T, 0)$, которые можно считать равными элементам $U^\dagger(T, -T)$ (или даже $U^\dagger(\infty, -\infty)$), поскольку и в том и в другом случае начальные и конечные состояния являются состояниями свободных частиц и вероятности реакций в единицу времени, вычисленные с помощью $U(T, 0)$ или $U(T, -T)$ практически совпадают, если $\lambda_0/v \ll r$.

2. Для полной вероятности распада $\tilde{\lambda}_t$ античастицы имеем выражение

$$\begin{aligned} \tilde{\lambda}_t &= T_t \tilde{\rho} = T_t \tilde{R} \rho_0 \tilde{R}^\dagger = T_t (U^\dagger R) * \rho_0 (U^\dagger R) * t \equiv \\ &\equiv \sum_f \sum_{n', n''} \langle f | U^\dagger * | n' \rangle \langle n' | R^* | a \rangle \langle a | R^* t | n'' \rangle \langle n'' | U^* | f \rangle. \end{aligned} \quad /B.4/$$

T_t или \sum_f означает суммирование по всем каналам (и в каждом канале — интегрирование по всем импульсным переменным и суммирование по всем спиновым). Имеем

$$\sum_f \langle f | U^\dagger * | n' \rangle \langle n'' | U^* | f \rangle = \delta_{n', n''}$$

если состояния f исчерпывают все состояния, достижимые из состояний n', n'' , т.е. из состояния a в конечном счете. Поэтому из /B.4/ вытекает

$$\tilde{\lambda}_t = T_t R^* \rho_0 R^* t = \lambda_t.$$

ρ_0 — матрица плотности, описывающая какое-нибудь чистое состояние $|a\rangle$ нестабильной частицы.

Аналогичным образом мы получим равенство весов каналов $a \rightarrow f_0$ и $\tilde{a} \rightarrow \tilde{f}_0$, если состояния f_0 выделенного канала в результате сильного взаимодействия не переходят в остальные состояния f . В этом случае сумма $\sum_{f_0} \langle f_0 | U^\dagger | n' \rangle \langle n'' | U | f_0 \rangle$ равна нулю, если n' и n'' не совпадают ни с одним из состояний f_0 . Далее $\sum_{f_0} \langle f_0 | U^\dagger | f'_0 \rangle \langle f''_0 | U | f_0 \rangle = \sum_f \langle f | U^\dagger | f'_0 \rangle \langle f''_0 | U | f \rangle$ поскольку $\langle f_0 | U | f \rangle \equiv 0$, если f не совпадает с f'_0 .

Л и т е р а т у р а

1. T.D.Lee, C.N.Yang. Phys.Rev., 104, 254 (1956).
Перевод в сб. "Новые свойства симметрии элементарных частиц",
ИИЛ, Москва, 1957.
2. П. Мэтьюс. Релятивистская квантовая теория взаимодействий элементарных частиц. ИИЛ, Москва, 1959.
3. А.И. Алиханов. Слабые взаимодействия. Новейшие исследования β -распада. ГИ ФМЛ, Москва, 1960.
4. Ю.М. Широков. ЖЭТФ, 38, 140/1960; Nucl.Phys., 15, 1, 13 (1960).
5. C.G.Wick, A.S.Wightman, E.P.Wigner. Phys.Rev., 88, 101 (1952), reference 9.
6. Л.Д. Ландау. ЖЭТФ, 32, 405 /1957/; Nucl.Phys., 3, 127 (1957).
7. T.D.Lee, C.N.Yang. Phys.Rev., 105, 1671 (1957).
8. Ю.М. Широков. ЖЭТФ, 34, 717 /1958/.
Ta You-wu. Amer. Journ. of Phys., 26, 568 (1958).
E.Lubkin. Nuovo Cim., 15, 153 (1960).
9. Г.Граверт, Г. Людере, Г. Рольник. УФН, 71, 289 /1960/.
10. A.Pais. Phys.Rev.Lett., 3, 242 (1959). М.И. Широков. Препринт ОИЯИ Е-656.
ЖЭТФ, 40, 1387 /1961/.
11. H.P.Stapp. Phys.Rev., 107, 634 (1957).
12. G.Luders, B.Zumino. Phys.Rev., 106, 385 (1957).
13. Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 36, 909 /1959/.
14. M.Jacob, G.C.Wick. Ann. of Phys., 7, 404 (1959).
15. М.И. Широков. ЖЭТФ, 39, 633 /1960/.
16. М.И. Широков. ЖЭТФ, в печати. Препринт ОИЯИ Р-631.
17. L.Wolfenstein. Ann.Rev. of Nucl.Sci., 6, 43 (1956).
18. H.P.Stapp. Phys.Rev., 103, 425 (1957).
19. R.H.Dalitz. Phys. Rev. 94, 1046 (1954).
20. Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ Е-528; ЖЭТФ, 39, 1091 /1960/.
21. H.Tolhoek. Rev.Mod.Phys., 28, 277 (1956), p. 2.
22. М.И. Широков. ЖЭТФ, 32, 1026 /1957/.

23. М.И. Широков. ЖЭТФ, 36, 1524 /1953/.
24. А.М. Балдин, В.И. Гольданский, И.А. Розенталь. Кинематика ядерных реакций. ГИФМЛ, Москва 1959, в 21.
- F.Coester. Phys.Rev., 89, 619 (1953).
25. S.Watanabe. Rev.Mod.Phys., 27, 41 (1955).
26. L.S.Biedenharn, M.E.Rose. Rev.Mod.Phys., 25, 736 (1953).
27. T.D.Lee, R.Oehme, C.N.Yang. Phys.Rev., 106, 340 (1957).
28. F.Coester. Phys.Rev., 107, 299 (1957).
29. А.О. Вайсенберг. УФН, 70, 429 /1960/.
30. T.Kinoshita, A.Sirlin. Phys.Rev., 106, 1110 (1957).
31. H.Überall. Nuovo Cim., 6, 376 (1957).
32. S.Hori, H.Segawa, A.Wakasa. Progr.Theor.Phys., 19, 249 (1958).
33. L.B.Okun, V.M.Seiter. Nuovo Cim., 10, 359 (1958).
34. S.Hori, A.Wakasa. Nuovo Cim., 6, 304 (1957).
35. B.Jakšić, J.Šoln. Nuovo Cim., 8, 427 (1958).
36. R.T.Sharp, G.Bach. Can. Journ. Phys., 35, 1199 (1957).
37. D.J.Candlin. Nuovo Cim., 6, 390 (1957).
38. P.C.Macq, K.N.Crowe, R.P.Haddock. Phys.Rev., 112, 2061 (1958).
39. G.Culligan, S.G.F.Frank, J.R.Holt. Proc.Phys.Soc., 73, 169 (1959).
40. H.S.Green, C.A.Hurst. Nucl.Phys., 4, 589 (1957).
41. А.Т.Алиханов et. al. Proc.Rochester Conf. 1960, p. 539.
42. V.L.Telegdi. Proc. Rochester Conf. 1960, p. 714.
43. J.Werle. Nucl.Phys., 4, 693 (1957).
44. Э.О. Оконов. УФН, 67, 245 /1959/.
45. C.A.Coombes and oth. Bull.Amer.Phys.Soc., 2, 379 (1957).
46. S.McKenna and oth. Nuovo Cim., 10, 763 (1958).
47. J.Werle. Nucl.Phys., 4, 176 (1957).
- L.Okun. Nucl.Phys., 5, 461 (1958).
48. R.Gatto. Progr Theor. Phys., 19, 146(1958).
49. S.W.MacDowell. Nuovo Cim., 9, 258 (1958).
50. Н.Г. Ивантер. ЖЭТФ, 34, 1202; 35, 111 /1958/.
51. R.Gatto. Phys.Rev., 106, 168 (1957).
- A.Pais, S.B.Treiman. Phys.Rev., 106, 1106 (1957).

52. S.Okubo. Bull.Amer.Phys.Soc., 3, 12 (1958).
53. M.Gell-Mann, A.Pais. Phys.Rev., 97, 1387 (1955).
54. D.Neagu, E.O.Okonov and oth. Proc.Rochester Conf. 1960, p. 603.
55. S.Weinberg. Phys.Rev., 110, 782 (1958).
56. R.H.Dalitz. Rev.Mod.Phys., 31, IWE KQOTOL.
57. Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 36, 938 / 1959/; 823 /1959/.
58. J.Button and oth. Proc.Rochester Conf. 1960, p. 481.
59. M.Jacob. Nuovo Cim. 9, 826 (1958).
60. T.D.Lee, C.N.Yang. Phys.Rev., 108, 1645 (1957).
L.Durand III, L.F.Landovitz, J.Leitner. Phys.Rev., 112, 273 (1958).
61. O.Chamberlain. Proc.Rochester Conf. 1960, p. 656.
62. Г. Бете, Ф. Гофман. Мезоны и поля. т. 11, гл. 33. ИИЛ, Москва,
63. Chou Kuang-chao. Nucl.Phys., 9, 652 (1958/59). 1957.
64. M.T.Burgu, U.E.Krohn, T.B.Novey, G.R.Ringo, V.L.Telegdi. Phys.Rev., 120, 1829 (1960).
65. А. Эдмондс. Угловые моменты в квантовой механике. Сб. статей Деформация атомных ядер. ИИЛ, Москва, 1958.
66. И.М. Гельфанд, Р.А. Минлос и З.Я. Шапиро. Представления группы вращений и группы Лорентца. ГИФМЛ Москва, 1958.
67. К физике нейтрино высоких энергий. ОИЯИ 1960. Д-577. См., например, Д.И. Блохинцев, стр. 50 и 54; И.В. Полубаринов, стр. 67.

Работа поступила в издательский отдел
29 мая 1961 г.