

0-52

13

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт

125

Л.Б.Окунь, И.Б.Хриплович

**Электромагнитное взаимодействие
в конечном состоянии
и Т-нечётные корреляции
в лептонных распадах барионов**

г.Новосибирск 1967

А н н о т а ц и я

Вычислены т.н. Т-нечетные корреляции в лептонных распадах барионов, обусловленные электромагнитным взаимодействием в конечном состоянии. Знание свойств этих электромагнитных корреляций необходимо при поисках эффектов нарушения СР-инвариантности, для которых они являются маскирующим фоном. Показано, что в ряде случаев ожидаемые Т-нечетные электромагнитные корреляции очень малы, что дает возможность с очень высокой степенью точности исследовать на опыте возможные эффекты нарушения СР-инвариантности. Точное измерение таких электромагнитных корреляций в распадах гиперонов могло бы в принципе дать сведения об их электромагнитных свойствах, таких, как статические магнитные моменты гиперонов, магнитный момент перехода $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0$, электромагнитные форм-факторы гиперонов. Однако для этого имеющаяся статистика распадов должна быть увеличена на много порядков. Известные гиперонные распады перечислены в таблице 1, в последнем столбце которой указаны номера формул данной статьи, описывающих Т-нечетные корреляции в соответствующих распадах. В таблице 2 приведены предсказания SU_3 -симметрии для коэффициентов Т-нечетных корреляций в некоторых электронных распадах.

I.B.KHRIPLOVICH, L.B.OKUN

THE ELECTROMAGNETIC FINAL STATE INTERACTION
AND T-ODD CORRELATIONS
IN THE LEPTONIC DECAYS OF BARYONS

abstract

The so-called T-odd correlations in the leptonic decays of baryons due to the electromagnetic final state interaction are calculated. Knowledge of properties of these electromagnetic correlations is necessary when searching for the effects of CP-violation for which they constitute the masking background. It is shown that in some cases the expected T-odd electromagnetic correlations are very small and hence the possible effects of CP-violation may be investigated in experiment with high accuracy. The exact measurement of such electromagnetic correlations in the decays of hyperons may in principle give information on their electromagnetic properties such as the static magnetic moments of hyperons, the magnetic moment of the transition $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$, the electromagnetic form-factors of hyperons. But to get this information the existing statistics of the leptonic decays of hyperons should be increased by many orders of magnitude. The known hyperon decays are enumerated in the table 1 with the indication (in the last column) which formulae of the present paper describe the T-odd correlations in the corresponding decays. The SU_3 -symmetry predictions for the coefficients of T-odd correlations in some electronic decays are presented in the table 2.

Г. В в е д е н и е

В этой работе рассматриваются Т-нечетные спиновые корреляции в лептонных распадах барионов, обусловленные электромагнитным взаимодействием в конечном состоянии. Как известно, если амплитуда распада СР-инвариантна, то Т-нечетные корреляции в лептонных распадах возникают за счет интерференции диаграммы 1 с мнимой частью диаграммы 2. В работах [1,2] была вычислена электромагнитная поперечная поляризация мюонов в $K_{\mu 3}^0$ -распаде.

Расчёт электромагнитных Т-нечетных корреляций в лептонных распадах барионов представляется полезным, в частности, в связи с тем, что они являются маскирующим фоном при поисках эффектов нарушения СР-инвариантности. Кроме того, в принципе точное измерение этих корреляций позволило бы определить электромагнитные свойства гиперонов.

Заметим, что если, наряду с поляризацией лептона $\vec{\zeta}$, измеряются поляризации $\vec{\zeta}_1$ и $\vec{\zeta}_2$ начального и конечного барионов, то различных Т-нечетных тройных корреляций возможно уже десять, а не одна, как в случае $K_{\mu 3}$ -распада.

Все расчеты будем производить в системе покоя распадающегося бариона, считая родившийся барион нерелятивистским ($v_B \ll 1$, где v_B - скорость бариона отдачи). Матричный элемент лептонного распада бариона в нерелятивистском приближении мы запишем в виде

$$M_0 = \frac{g_V}{\sqrt{2}} \left(\varphi_2^+ \varphi_1 j_4 + g \varphi_2^+ \gamma_m \varphi_1 j_m \right) \quad (I)$$

Здесь $g = g_A/g_V$, $g_A(g_V)$ - аксиальная (векторная) константа соответствующего распада, φ_1 и φ_2 - нерелятивистские двухкомпонентные спиноры, которые описывают начальный и конечный барионы. 4-вектор лептонного тока j_μ имеет вид:

$$j_\mu = \bar{\psi}(k) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi(k_\nu),$$

где $\psi(k)$ и $\psi(k_\nu)$ - волновые функции лептона (мюона или электрона) и антинейтрино.

Дифференциальную вероятность мы запишем в виде:

$$dW = g_V^2 d\rho (W_e + W_o) \quad (2)$$

где W_e - описывает T-четные члены, а W_o - T-нечетные.

$$d\rho = \frac{d\vec{k} d\vec{k}_\nu \delta(\Delta - \varepsilon - \varepsilon_\nu)}{(2\pi)^5} \quad (3)$$

где \vec{k} и \vec{k}_ν - импульсы лептона (e или μ) и нейтрино, ε и ε_ν - их энергии, Δ - разность масс начального и конечного барионов.

В § 2 будет вычислен член W_e .

В § 3 рассмотрено общее выражение для мнимой части амплитуды, обусловленной электромагнитным взаимодействием. В последующих параграфах рассчитаны T-нечетные корреляции W_o для различных распадов (электронные распады гиперонов см. §§ 4 и 5, мюонные распады гиперонов см. §§ 6 и 7, формулы § 7 относятся так же к β -распаду нейтрона).

Известные лептонные распады гиперонов перечислены в таблице I. В последнем столбце таблицы указаны номера формул, полученных ниже для T-нечетных корреляций в соответствующих распадах.

Как будет видно ниже, в ряде случаев ожидаемые T-нечетные электромагнитные корреляции очень малы, что дает возможность с очень высокой степенью точности исследовать на опыте эффекты возможного нарушения CP-инвариантности.

2. Спиновые корреляции без учета электромагнитного взаимодействия

В этом разделе мы приведем выражение для вероятности распада, как функции поляризаций \vec{s} , \vec{s}_1 , \vec{s}_2 . Слабое взаимодействие

мы в этой статье будем предполагать CP-инвариантным, а электромагнитное взаимодействие в конечном состоянии в этом параграфе мы не учитываем, так что в настоящем параграфе мы найдем лишь ω_e - T-четную часть дифференциальной вероятности распада (2).

Расчёт (см. приложение) даёт следующее выражение для ω_e :

$$\begin{aligned}
 \omega_e = & (1 - \vec{v} \vec{\zeta}) \left\{ 1 + 3g^2 + \right. \\
 & + (1 - g^2) [\vec{v} \vec{n} + \vec{\zeta}_1 \vec{\zeta}_2 + (\vec{v} \vec{n})(\vec{\zeta}_1 \vec{\zeta}_2)] + \\
 & + 2g(1 + g) [\vec{n} \vec{\zeta}_1 + \vec{v} \vec{\zeta}_2 + (\vec{n} \vec{\zeta}_1)(\vec{v} \vec{\zeta}_2)] + \\
 & \left. + 2g(1 - g) [\vec{v} \vec{\zeta}_1 + \vec{n} \vec{\zeta}_2 - (\vec{v} \vec{\zeta}_1)(\vec{n} \vec{\zeta}_2)] \right\} - \\
 & - \frac{m}{\varepsilon} \left\{ (1 - g^2)(1 + \vec{\zeta}_1 \vec{\zeta}_2) [\vec{\zeta} \vec{n} - (1 - \frac{m}{\varepsilon})(\vec{\ell} \vec{\zeta})(\vec{\ell} \vec{n})] + \right. \\
 & + 2g(1 + g)(1 + \vec{n} \vec{\zeta}_1) [\vec{\zeta} \vec{\zeta}_2 - (1 - \frac{m}{\varepsilon})(\vec{\ell} \vec{\zeta})(\vec{\ell} \vec{\zeta}_2)] + \\
 & \left. + 2g(1 - g)(1 - \vec{n} \vec{\zeta}_2) [\vec{\zeta} \vec{\zeta}_1 - (1 - \frac{m}{\varepsilon})(\vec{\ell} \vec{\zeta})(\vec{\ell} \vec{\zeta}_1)] \right\} -
 \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь m , \vec{v} и ε - масса, скорость и энергия лептона, $\vec{\ell} = \vec{v}/|\vec{v}|$, \vec{n} - единичный вектор, направленный вдоль импульса нейтрино. В ряде работ [3-7] были получены различные корреляции для β - распадов поляризованных ядер, причем по поляризации конечного ядра производилось суммирование. Наше выражение (4) соответствует T-четным корреляциям в разрешённом β - переходе $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$ с $M_F = 1$ и $M_{GT} = -g\sqrt{3}$. Суммируя соотношение (4) по поляризации конечного бариона $\vec{\zeta}_2$, можно получить все T-четные корреляции, найденные в упомянутых работах

для рассматриваемого перехода^{х)}.

Заметим, что корреляции, содержащие спин лептона $\vec{\zeta}$, входят в выражение (4) в виде $(1 - \vec{v} \cdot \vec{\zeta})$, либо с коэффициентом, пропорциональным массе лептона m . Это является очевидным следствием $V-A$ структуры лептонного слабого тока.

Для электронных распадов гиперонов (кроме очень редких распадов $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$ и $\Xi^- \rightarrow \Xi^0 e \bar{\nu}$) всюду, за исключением самой границы спектра, $m_e \ll 1$. Кроме того, изменение поляризации электрона довольно затруднительно, так что разумно просуммировать вероятность по спину электрона. В результате в этом случае в (4) останется лишь первая фигурная скобка, а выражение (3) для $d\rho$ следует удвоить.

3. Мнимая часть амплитуды

Для лептонных распадов барионов мнимая часть матричного элемента, обусловленная электромагнитным взаимодействием в конечном состоянии, имеет вид (см. работу [2] и обзор [8])

$$\text{Im} M = -\frac{\alpha}{2\pi} \int \frac{d\rho'}{(k' - k)^2} \bar{u}(p_2) \left[Q \gamma_\mu - \frac{\mu}{2M} b_{\mu\alpha} (p_2 - p'_\alpha) \right] \times \quad (5)$$

$$\times (\hat{p}' + M) \Gamma_\nu (p' - p_1) u(p_1) \cdot \bar{v}(k) \gamma_\mu (\hat{k}' + m) \gamma_\nu (1 + \gamma_5) v(k_\nu),$$

где:

$$d\rho' = \frac{d\vec{k}'}{2k'_4} \frac{d\vec{p}'}{2p'_4} \delta^4(k' + p' - k - p_2) \quad (6)$$

$u(p_1)$ и $u(p_2)$ - спиноры, описывающие начальный и конечный барионы, Q - заряд, а μ - аномальный магнитный момент родившегося бариона, p' и k' - импульсы промежуточных бариона и лептона.

х) При сравнении с результатами работ [3-5] следует дополнительно учесть, что лептонный ток имеет $V-A$ структуру, т.е. нужно рассматривать случай $C_S = C'_S = C_T = C'_T = 0$, $C_V = C'_V = C_A = C'_A = 1$ (обозначения обсуждаемых работ). Заметим, что выражения для $\langle \beta \rangle$ и $\bar{\beta}_1$ в работе [6] имеют неправильный общий знак каждое, а в соотношении для $\langle \bar{\sigma} \rangle_{e\nu}$ в работе [7] следует подставить N_3 , вместо N_1 .

Обсудим вкратце структуру барионной слабой вершины

$$\Gamma_\nu(p'-p_1) = \frac{g_\nu}{\sqrt{2}} \left\{ \gamma_\nu (1 + g\gamma_5) - \frac{1}{2M} (\mu_1 + \mu_2\gamma_5) \gamma_{\nu\alpha} (p'-p_1)_\alpha - \right. \\ \left. - (g_1 + g_2\gamma_5) (p'-p_1)_\nu \right\} \quad (7)$$

Отличием форм-факторов от единицы мы пренебрегаем. В рамках SU_3 -симметрии μ_1 того же порядка, что и аномальные магнитные моменты барионов, а $\mu_2 \ll \mu_1$. Для электронных распадов эффективный скаляр и эффективный псевдоскаляр, т.е. слагаемые с g_1 и g_2 дают очень малый вклад и с хорошей точностью могут быть опущены.

В мюонных распадах, которые идут только с изменением странности, можно ожидать, что $g_2 \sim \mu/m_K^2$, где m_K - масса K -мезона. Но тогда вклад эффективного псевдоскаляра по порядку величины равен $(\mu/m_K^2) m (|\vec{p}'|/M) \sim |\vec{p}'|/M$, так что он оказывается того же порядка, что и вклад слабого магнетизма. Что же касается эффективного скаляра, запрещенного по SU_3 -симметрии, то естественно ожидать, что его вклад будет малым. Из сказанного выше, во всяком случае, следует, что все индуцированные члены в слабой вершине $\Gamma_\nu(p'-p_1)$ можно считать равными нулю в нулевом порядке малости по $|\vec{p}'|/M$ или m/M .

Заметим, что те члены, возникающие при вычислении интеграла (5), которые содержат инфракрасную расходимость, не могут дать вклад в обсуждаемый эффект, так как инфракрасные поправки в матричном элементе факторизуются. Иными словами, мягкие кванты не влияют на поляризацию частиц. Поэтому все слагаемые такого рода могут быть сразу опущены (см. [2]).

Следует также отметить, что если β -распад начального гиперона может сопровождаться испусканием $\bar{\pi}$ -мезона, то исчезающей мнимой частью обладает и диаграмма 3. Однако вкладом этой диаграммы можно пренебречь, так как оценки фазовых объемов соответствующих промежуточных состояний показывают, что её мнимая часть на 2-3 порядка меньше мнимой части диаграммы 2.

4. Электронные распады Λ^- , Σ^\pm , Ξ^0

гиперонов

При вычислении $\text{Im} M$ в электронных распадах гиперонов мы сразу пренебрежем массой электрона. Для всех электронных распадов гиперонов мнимая часть амплитуды может быть представлена в виде

$$\text{Im} M = \frac{g_V}{\sqrt{2}} \frac{\alpha \varepsilon}{8M} \varphi_2^+ b_m \varphi_1 (\alpha j_m + \beta \ell_m j_4) \quad (8)$$

где константы α и β определены ниже (см. (II), (I2), (I3)). При выводе выражения (8) было использовано то обстоятельство, что слагаемые в $\text{Im} M$, пропорциональные M_0 (формула (I)), не дают вклада в T-нечетные корреляции и могут быть опущены. Поэтому в $\text{Im} M$ допустима замена

$$\varphi_2^+ \varphi_1 j_4 \rightarrow -g \varphi_2^+ b_m \varphi_1 j_m \quad (9)$$

Ясно также, что интерференция первого слагаемого в (8) со вторым слагаемым в (I) не может привести к появлению T-нечетных корреляций. Учитывая это обстоятельство, можно получить следующее выражение для T-нечетной части дифференциальной вероятности электронных распадов гиперонов:

$$\begin{aligned} W_0 = & -\frac{\alpha \varepsilon}{4M} \left\{ (\alpha + \beta + \beta \vec{\ell} \vec{n}) \vec{\ell} \cdot [\vec{s}_1 \times \vec{s}_2] + \alpha \vec{n} \cdot [\vec{s}_1 \times \vec{s}_2] + \right. \\ & \left. + (\alpha + \beta g - \beta g \vec{\ell} \vec{s}_1) \vec{s}_2 \cdot [\vec{\ell} \times \vec{n}] + (\alpha - \beta g - \beta g \vec{\ell} \vec{s}_2) \vec{s}_1 \cdot [\vec{\ell} \times \vec{n}] \right\} \quad (10) \end{aligned}$$

В распадах $\Lambda^0 \rightarrow p e \bar{\nu}$ и $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e \bar{\nu}$, для которых $Q = +1$,

$$\begin{aligned} \alpha = & -(1 - g + \mu_1 - \mu_2) + (\mu + 1)(1 - g)(3 + 8g) \\ \beta = & 3(1 - g + \mu_1 - \mu_2) - (\mu + 1)(1 - g) \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь учтены члены первого порядка по скорости конечного бариона v_b .

Таким образом, величины T-нечетных корреляций в этих распадах зависят от магнитного момента μ родившегося бариона и разности $\mu_1 - \mu_2$ для переходов $\Lambda \rightarrow p$ и $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+$ соответственно

(см. (7)). Заметим, что численные значения некоторых коэффициентов при T-нечетных корреляциях могут оказаться довольно большими. Так, оценки, использующие SU_3 -симметрию^[9], дают для корреляции $\vec{\epsilon} \cdot [\vec{s}_1 \times \vec{s}_2]$ в распаде $\Lambda \rightarrow p e \bar{\nu}$ коэффициент порядка $-3\alpha \frac{\epsilon}{M}$, а для корреляции $\vec{s}_1 \cdot [\vec{\epsilon} \times \vec{n}]$ в распаде $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e \bar{\nu}$ - порядка $5\alpha \frac{\epsilon}{M}$. Поэтому, несмотря на то, что эти корреляции пропорциональны v_0 , их вклад в dW может оказаться на уровне $0,5\alpha$, а соответствующая асимметрия - порядка (0,1 - 0,2) %. Однако, скажем, для корреляции $\vec{s}_1 \cdot [\vec{\epsilon} \times \vec{n}]$ в распаде $\Lambda \rightarrow p e \bar{\nu}$ соответствующая асимметрия примерно на порядок меньше.

Численные значения коэффициентов в W_0 в ряде случаев очень сильно зависят от значения параметра $\frac{g}{g}$ для аксиального тока, который определяет величину g и от возможных нарушений SU_3 -симметрии (см. таблицу 2, где собраны предсказания SU_3 -симметрии для различных распадов).

В распадах $\Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu}$ и $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda e^\pm \nu$ T-нечетные корреляции обусловлены взаимодействием электрона с магнитным моментом нейтрона или Λ -гиперона.

Для распада $\Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu}$

$$a = \mu_n(1-g)(3+8g) \quad (12)$$

$$b = -\mu_n(1-g)$$

В случае распадов $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda e^\pm \nu$ сохранение векторного тока предсказывает $g_v = 0$, так что в выражениях для a и b (и, разумеется, в (4)) следует опустить члены нулевого и первого порядка по g . В результате

$$a = -8g^2\mu_\Lambda, \quad b = 0 \quad (13)$$

В рамках SU_3 -симметрии, магнитный момент Λ -гиперона $\mu_\Lambda = 0,5\mu_n = -0,95$ и соответствующие коэффициенты асимметрии оказываются близкими к $-\alpha \frac{\epsilon}{M}$.

5. Распад $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$ и магнитный момент $\Sigma^0 \Lambda$ -перехода

Особый интерес представляют T-нечетные электромагнитные корреляции в распаде $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$. Дело в том, что если в этом распаде энергия электрона ϵ оказывается больше разности масс Σ^0 и Λ -гиперонов $\delta = 77$ Мэв, то отличной от нуля мнимой частью обладает также диаграмма 4, в которой промежуточным барионом является не Λ -, а Σ^0 -гиперон. Выделение на опыте вклада диаграммы 4 позволило бы определить величину магнитного момента перехода

Вклад диаграмм 2 и 4 в T-нечетные корреляции \mathcal{W}_0 по-прежнему описывается формулой (10), если в ней положить $a = a_0 + a'$, $b = b_0 + b'$. Постоянные a_0 и b_0 отвечают вкладу диаграммы 2 и определяются формулой (12), а a' и b' отвечают вкладу диаграммы 4 и имеют вид:

$$a' = \chi \rho \mu' (1 - g') [2 + \rho + 4(1 + \rho)g'] \quad (14)$$

$$b' = -\chi \rho \mu' (1 - g') (2 - \rho)$$

Здесь $\rho = \epsilon - \delta / \epsilon$ - отношение энергий электрона в промежуточном и конечном состояниях, μ' - магнитный момент $\Sigma^0 \Lambda$ -перехода, χ - отношение векторных констант связи в токах перехода $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0$ и $\Xi^- \rightarrow \Lambda$, а $g' = g_A / g_V$ для перехода $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0$. В рамках SU_3 -симметрии вклады диаграмм 2 и 4 в T-нечетные корреляции в распаде $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$ при $\epsilon \sim 150$ Мэв оказываются порядка 0,1% и 0,03% соответственно, и так как для этого распада согласно SU_3 [9] ожидается $g \approx 0,2$, то и вклады в соответствующие параметры асимметрии оказываются того же порядка.

Таким образом, измерение T-нечетных корреляций в распаде $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$ в принципе позволило бы найти магнитный момент $\Sigma^0 \Lambda$ -перехода. Однако для этого необходимо довести статистику распадов до 10^8 случаев и, по-видимому, более выполнимым окажется широко обсуждавшийся [10-13] эксперимент по измерению перехода Λ в Σ^0 в кулоновом поле ядра.

Диаграммы типа 4 имеются и в распадах $\Sigma^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$ и $\Xi^- \rightarrow \Lambda \mu \bar{\nu}$. Однако здесь их вклад отличен от нуля лишь на границе спектра,

когда энергия нейтрино достаточно близка к нулю, что делает эффект пренебрежимо малым.

В распадах $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$ и $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 \mu \bar{\nu}$ вклад в T-нечетные корреляции дают также диаграммы типа 5, в которых промежуточным барионом является не Σ^0 , а Λ -гиперон. Однако здесь ненулевой мнимой частью обладают и диаграммы типа 6, описывающие радиационный распад $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu} \gamma$ с последующим переходом $\Lambda \gamma \rightarrow \Sigma^0$. Поэтому T-нечетные корреляции в распадах $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$ и $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 \mu \bar{\nu}$ требуют отдельного рассмотрения и в настоящей работе не исследуются.

6. Распады $\Xi^- \rightarrow \Lambda \mu \bar{\nu}$, $\Sigma^- \rightarrow n \mu \bar{\nu}$.

В этих распадах рождается нейтральный барион ($Q = 0$) и $\frac{m}{E} \sim 1$. T-нечетные корреляции возникают в этом случае за счет электромагнитного взаимодействия лептона с аномальным магнитным моментом родившегося бариона. Поэтому они входят с множителями вида $\frac{\alpha E}{M}$ или $\frac{\alpha m}{M}$.

Мнимую часть матричного элемента для этих процессов можно получить из соотношения (5):

$$\text{Im } M = \frac{g_V}{\sqrt{2}} \frac{\alpha \mu E}{8M} v(1-g) \varphi_2^+ b_m \varphi_1 [(3+8g)j_m - l_m(\vec{l} \vec{j})] \quad (15)$$

Отсюда приходим к следующему выражению для T-нечетных корреляций:

$$\begin{aligned} W_0 = & -\frac{\alpha \mu E}{4M} v(1-g) \{ (3+8g)(1-\vec{v} \vec{j}) \vec{n} \cdot [\vec{s}_1 \times \vec{s}_2] + \\ & + [(2+8g)v - \vec{l} \vec{n} - (2+8g - \vec{v} \vec{n} - \frac{m}{E}(3+8g)\vec{l} \vec{s})] \vec{l} \cdot [\vec{s}_1 \times \vec{s}_2] + \\ & + [(3+8g)(v - (1 - \frac{m}{E})\vec{l} \vec{s}) - g(v - \vec{l} \vec{s} - \vec{l} \vec{s}_1 + v(\vec{l} \vec{s})(\vec{l} \vec{s}_1))] \vec{s}_2 \cdot [\vec{l} \times \vec{n}] + \\ & + [(3+8g)(v - (1 - \frac{m}{E})\vec{l} \vec{s}) + g(v - \vec{l} \vec{s} + \vec{l} \vec{s}_2 - v(\vec{l} \vec{s})(\vec{l} \vec{s}_2))] \vec{s}_1 \cdot [\vec{l} \times \vec{n}] - \\ & - \frac{m}{E}(3+8g)\vec{s} \cdot [\vec{s}_1 \times \vec{s}_2] - \frac{m}{E}(3+8g)\vec{n} \cdot [(\vec{s}_1 + \vec{s}_2) \times \vec{s}] - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{m}{\epsilon} (\vec{\ell} \vec{s}_1 + \vec{\ell} \vec{s}_2) \vec{s} \cdot [\vec{\ell} \times \vec{n}] - \frac{m}{\epsilon} g (\vec{\ell} \vec{n} + \vec{\ell} \vec{s}_1) \vec{\ell} \cdot [\vec{s}_2 \times \vec{s}] + \\
& + \frac{m}{\epsilon} g (\vec{\ell} \vec{n} - \vec{\ell} \vec{s}_2) \vec{\ell} \cdot [\vec{s}_1 \times \vec{s}] \} \quad (I6)
\end{aligned}$$

Разумеется, если эту формулу просуммировать по \vec{s} и положить $v = 1$, а $m = 0$, то мы вновь придём к соотношениям (I0), (I2).

7. Распады $n \rightarrow p e \bar{\nu}$, $\Lambda \rightarrow p \mu \bar{\nu}$, $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu \bar{\nu}$.

В этих распадах $Q = +1$, а масса лептона не мала по сравнению с его энергией ($\frac{m}{\epsilon} \sim 1$). Пренебрегая отдачей родившегося бариона (полагая $v_B = 0$), выражение (5) можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned}
\mathcal{M} = & -\frac{g_V}{\sqrt{2}} \alpha \{ \varphi_2^+ \varphi_1 \ell_m j_m + g \varphi_2^+ b_m \varphi_1 \ell_m j_4 + \\
& + i g \epsilon_{klm} \varphi_2^+ b_k \varphi_1 \ell_l j_m \} \quad (I7)
\end{aligned}$$

Используя (I7), можно получить следующее выражение для T-нечетной части дифференциальной вероятности распада:

$$\begin{aligned}
W_0 = & \alpha \frac{m}{\epsilon} \{ (1-g^2) (1 + \vec{s}_1 \vec{s}_2) \vec{s} \cdot [\vec{\ell} \times \vec{n}] + \\
& + 2g(1+g) (1 + \vec{n} \vec{s}_1) \vec{s}_2 \cdot [\vec{s} \times \vec{\ell}] + 2g(1-g) (1 - \vec{n} \vec{s}_2) \vec{s}_1 \cdot [\vec{s} \times \vec{\ell}] \} \quad (I8)
\end{aligned}$$

Детали расчета содержатся в приложении. Наличие множителя $\frac{m}{\epsilon}$ можно увидеть сразу, преобразуя выражение (I7) с помощью тождеств (П.23), (П.24). Однако для полного расчета удобнее пользоваться записью (I7). Все полученные корреляции содержат $\vec{s} \times \vec{\ell}$ и поэтому при $m \rightarrow 0$ должны исчезать, так как в силу V-A структуры лептонного слабого тока и в силу того, что электромагнитное взаимодействие не меняет спиральности лептона, при $m = 0$ поляризация лептона \vec{s} может входить в ответ лишь в комбинации $1 - v \vec{s}$. Выписанные корреляции не связаны с отдачей бариона, они должны оставаться

ся конечными и при $M \rightarrow \infty$, так что отношение $\frac{m}{M}$ здесь возникнуть не может. В этом состоит качественное объяснение наличия множителя $\frac{m}{E}$ в (18).

Заметим, что после суммирования по поляризации конечного бариона \vec{S}_2 выражение (18) совпадает с соответствующими результатами работ [4, 6, 7], в которых Т-нечетные корреляции в β -распаде ядер были рассчитаны с использованием волновых функций электрона в кулоновском поле ядра.^{х)}

Если, кроме этого, усреднить формулу (18) по $\vec{S}_{1,2}$, и положить $g_{[2]} = 0$, то этот результат совпадает с соотношением (29) работы [2] для поляризации мюона в $K_{\mu 3}^0$ -распаде в пределе

Полное выражение для Т-нечетных корреляций с учетом массы лептона и отдачи бариона оказывается очень громозким, и мы его не приводим. Отметим только, что остальные корреляции связаны с отдачей родившегося бариона и пропорциональны $\alpha E/M$, если они не содержат \vec{S} в смешанном произведении, и $\alpha m/M$, если \vec{S} входит в смешанное произведение. Соответствующая асимметрия составляет $\sim 0,1 \alpha \sim 10^{-3}$ для распадов $\Lambda \rightarrow p \mu \bar{\nu}$ и $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu \bar{\nu}$ и $\sim 10^{-3} \alpha \sim 10^{-5}$ для β -распада нейтрона. Точность эксперимента [14] по поиску Т-неинвариантной корреляции ($\vec{S}_1 \cdot [\vec{\ell} \times \vec{n}]$) в β -распаде нейтрона может быть повышена на четыре порядка прежде чем обнаружится электромагнитная асимметрия $\sim 10^{-5}$ (см. [7]).

Из соотношения (18) следует, что для обнаружения несохранения СР-четности, в распадах $n \rightarrow p e \bar{\nu}$, $\Lambda \rightarrow p \mu \bar{\nu}$, $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu \bar{\nu}$ исследование корреляций, содержащих $\vec{S} \times \vec{\ell}$, вообще говоря, менее выгодно, так как маскирующий вклад в эти корреляции от электромагнитного взаимодействия в конечном состоянии наибольший.

8. Заключение

Хорошо известно, что несохранение СР-четности в лептонных распадах барионов должно давать Т-нечетные корреляции. При выяснении природы этих корреляций в распадах гиперонов (в отличие от $K_{\mu 3}^0$ -распадов) едва ли удастся эффективно использовать то

х) См. примечание на стр. 6.

обстоятельство [2], что T -нечетные корреляции в распадах частиц и античастиц одинаковы, если они имеют электромагнитное происхождение, и отличаются знаком, если они связаны с несохранением CP -четности. Для выяснения природы T -нечетных корреляций нужно будет их количественно измерить, устанавливая их зависимость от импульсов частиц.

Как показывают наши результаты, в ряде случаев электромагнитные T -нечетные корреляции очень малы (составляя десятые, сотые и даже тысячные доли процента) и поэтому даже при значительном увеличении точности опытов все еще не будут мешать экспериментальному исследованию эффектов, обусловленных возможным нарушением CP -инвариантности.

Точное измерение электромагнитных T -нечетных корреляций в лептонных распадах гиперонов в принципе позволяет получать сведения о магнитных моментах гиперонов, в том числе и о магнитном моменте Σ^0 - перехода. Измерение этих корреляций дало бы также независимые сведения о слабой вершине ("слабом магнетизме", "слабом диполе" и т.д.). Однако для получения всей этой информации имеющаяся статистика лептонных распадов гиперонов должна быть повышена на много порядков. Дальнейшее повышение статистики позволило бы определить также электрические и магнитные радиусы гиперонов. По-видимому, такая программа не может быть осуществлена без сильноточных ускорителей - т.н. "К-мезонных фабрик".

Авторы благодарят В.Б.Берестецкого, А.И.Вайнштейна, Б.Л.Иоффе и И.С.Кобзарева за полезные обсуждения.

П р и л о ж е н и е

Используя проекционные операторы для нерелятивистских спи-
норов

$$\varphi_{i\alpha} \varphi_{i\beta}^{\dagger} = M (1 + \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\zeta}_i)_{\alpha\beta} \quad (\text{П.1})$$

находим следующие равенства

$$\varphi_1^{\dagger} \varphi_2 \varphi_2^{\dagger} \varphi_1 = 2M^2 (1 + \vec{\zeta}_1 \cdot \vec{\zeta}_2) \quad (\text{П.2})$$

$$\varphi_1^{\dagger} \varphi_2 \varphi_2^{\dagger} \sigma_m \varphi_1 = 2M^2 (\zeta_{1m} + \zeta_{2m} + i\epsilon_{mrs} \zeta_{1r} \zeta_{2s}) \quad (\text{П.3})$$

$$\varphi_1^{\dagger} \sigma_m \varphi_2 \varphi_2^{\dagger} \varphi_1 = 2M^2 (\zeta_{1m} + \zeta_{2m} - i\epsilon_{mrs} \zeta_{1r} \zeta_{2s}) \quad (\text{П.4})$$

$$\begin{aligned} \varphi_1^{\dagger} \sigma_m \varphi_2 \varphi_2^{\dagger} \sigma_n \varphi_1 = & 2M^2 [\delta_{mn} (1 - \vec{\zeta}_1 \cdot \vec{\zeta}_2) + \\ & + \zeta_{1m} \zeta_{2n} + \zeta_{2m} \zeta_{1n} + i\epsilon_{mns} (\zeta_1 - \zeta_2)_s] \end{aligned} \quad (\text{П.5})$$

Спиновый проекционный оператор лептона таков:

$$v(k) \bar{v}(k) = \frac{1}{2} (\hat{k} + m) (1 - \gamma_5 \hat{S}) \quad (\text{П.6})$$

где

$$S_4 = \frac{\epsilon}{m} (\vec{v} \cdot \vec{\zeta}) \quad \vec{S} = \vec{\zeta} + \frac{\epsilon}{m} \frac{(\vec{v} \cdot \vec{\zeta}) \vec{v}}{1 + \frac{m}{\epsilon}} \quad (\text{П.7})$$

С помощью (П.6, П.7) находим, суммируя по поляризациям нейтрино,

$$j_4^{\dagger} j_4 = 4\epsilon\epsilon_v \left\{ 1 + \vec{n} \cdot \vec{v} - \left(1 + \frac{\vec{n} \cdot \vec{v}}{1 + \frac{m}{\epsilon}} \right) \vec{v} \cdot \vec{\zeta} - \frac{m}{\epsilon} \vec{n} \cdot \vec{\zeta} \right\} \quad (\text{П.8})$$

$$\begin{aligned} j_4^{\dagger} j_m = & 4\epsilon\epsilon_v \left\{ \left(1 - \frac{\vec{v} \cdot \vec{\zeta}}{1 + \frac{m}{\epsilon}} \right) v_m + \left(1 - \vec{v} \cdot \vec{\zeta} \right) n_m - \frac{m}{\epsilon} \zeta_m + \right. \\ & \left. + \left(1 - \frac{\vec{v} \cdot \vec{\zeta}}{1 + \frac{m}{\epsilon}} \right) i\epsilon_{mrs} v_r n_s - \frac{m}{\epsilon} i\epsilon_{mrs} \zeta_r n_s \right\} \end{aligned} \quad (\text{П.9})$$

$$j_m^+ j_k = 4\epsilon\epsilon_V \left\{ \left(1 - \frac{\vec{v}\vec{j}}{1 + \frac{m}{\epsilon}}\right) v_m + \left(1 - \vec{v}\vec{j}\right) n_m - \frac{m}{\epsilon} j_m - \right. \quad (\text{П.10})$$

$$\left. - \left(1 - \frac{\vec{v}\vec{j}}{1 + \frac{m}{\epsilon}}\right) i\epsilon_{mrs} v_r n_s + \frac{m}{\epsilon} i\epsilon_{mrs} j_r n_s \right\}$$

$$j_m^+ j_n = 4\epsilon\epsilon_V \left\{ \left(1 - \frac{\vec{v}\vec{j}}{1 + \frac{m}{\epsilon}}\right) (v_m n_n + v_n n_m) + \right. \quad (\text{П.11})$$

$$+ \left[1 - \vec{v}\vec{n} - \vec{v}\vec{j} \left(1 - \frac{\vec{v}\vec{n}}{1 + \frac{m}{\epsilon}}\right) + \frac{m}{\epsilon} \vec{n}\vec{j} \right] \delta_{mn} - \frac{m}{\epsilon} (j_m n_n + j_n n_m)$$

$$+ \left(1 - \frac{\vec{v}\vec{j}}{1 + \frac{m}{\epsilon}}\right) i\epsilon_{mnr} v_r - \left(1 - \vec{v}\vec{j}\right) i\epsilon_{mnr} n_r - \frac{m}{\epsilon} i\epsilon_{mnr} j_r \left. \right\}$$

Соотношения (П.2-5) и (П.8-II) используются при вычислении дифференциальной вероятности распада.

Приведем еще значения интегралов, встречающихся в расчетах. Если промежуточный и конечный барион один и тот же, то

$$\frac{1}{\pi} \int \frac{d\rho'}{(k' - k)^2} \rightarrow 0 \quad (\text{П.12})$$

$$\frac{1}{\pi} \int \frac{d\rho' k'_m}{(k' - k)^2} \rightarrow \frac{1}{2Mk} k_m \quad (\text{П.13})$$

$$\frac{1}{\pi} \int \frac{d\rho' k'_m k'_n}{(k' - k)^2} \rightarrow \frac{1}{2Mk} \frac{1}{2} (3k_m k_n - \delta_{mn} k^2) \quad (\text{П.14})$$

Знак \rightarrow означает, что инфракрасные слагаемые опущены.

Для барионов с разностью масс δ

$$\frac{1}{\pi} \int \frac{d\rho'}{(k' - k)^2} = \frac{1}{2Mk} \frac{1}{2} \ln \frac{\epsilon\epsilon' - kk' - m^2}{\epsilon\epsilon' + kk' - m^2} = \frac{1}{2Mk} I \quad (\text{П.15})$$

$$\frac{1}{\pi} \int \frac{d\rho' k'_m}{(k'-k)^2} = \frac{1}{2Mk} \frac{\varepsilon - \delta}{\varepsilon} (1 + I) k_m \quad (\text{П.16})$$

$$\frac{1}{\pi} \int \frac{d\rho' k'_m k'_n}{(k'-k)^2} = \frac{1}{2Mk} \left(\frac{\varepsilon - \delta}{\varepsilon} \right)^2 \frac{1}{2} \left[(3 + 2I) k_m k_n - \delta_{mn} k^2 \right] \quad (\text{П.17})$$

Здесь $\varepsilon' = \varepsilon - \delta$ и ε - энергия и модуль импульса электрона в промежуточном состоянии. Массой электрона мы пренебрегли всюду, кроме выражения под логарифмом. Кроме того, в интегралах (П.13 - П.17) удерживаются только члены первого порядка малости по $\frac{1}{M}$.

Займемся теперь преобразованием матричного элемента (5). С учетом уравнения Дирака для $\bar{u}(p_2)$ и $v(k)$ и соотношения

$$\bar{u}(p_2) \gamma_\mu (\hat{p}' + M) = \frac{1}{2M} \bar{u}(p_2) \left[p_{2\mu} + p'_\mu - b_{\mu\alpha} (p_2 - p'_2)_\alpha \right] (\hat{p}' + M) \quad (\text{П.18})$$

числитель подынтегрального выражения в (5) может быть приведен к виду

$$\begin{aligned} & 2Q \bar{u}(p_2) \Gamma_\nu (p_2 - p_1) u(p_1) \cdot \bar{v}(k) \hat{p}'_2 (\hat{k}' + m) \delta_\nu (1 + \delta_5) v(k_\nu) + \quad (\text{П.19}) \\ & + Q \bar{u}(p_2) (\hat{k} - \hat{k}') \delta_\nu (1 + g\delta_5) u(p_1) \cdot \bar{v}(k) \delta_4 (\hat{k}' + m) \delta_\nu (1 + \delta_5) v(k_\nu) - \\ & - Q \bar{u}(p_2) \left\{ (\mu_1 + \mu_2 \delta_5) b_{\nu\alpha} (k - k')_\alpha + 2M (g_1 + g_2 \delta_5) (k - k')_\nu \right\} u(p_1) \times \\ & \times \bar{v}(k) \delta_4 (\hat{k}' + m) \delta_\nu (1 + \delta_5) v(k_\nu) - \\ & - \frac{\mu + Q}{2} \bar{u}(p_2) b_{\mu\alpha} (k' - k)_\alpha (1 + \delta_4) \delta_\nu (1 + g\delta_5) u(p_1) \times \\ & \times \bar{v}(k) \delta_\mu (\hat{k}' + m) \delta_4 (1 + \delta_5) v(k_\nu) \end{aligned}$$

Здесь сохранены члены нулевого и первого порядков малости по $\frac{1}{M}$. Заметим, что слагаемые, пропорциональные $\bar{u} \Gamma_\nu u j_\nu$, не дают вклада в T-нечетные корреляции, так как сводятся к перенормировке

константы слабого взаимодействия.

Первое слагаемое в (П.19) после перехода к нерелятивистским барионам с учетом интегралов (П.12), (П.13) приводится к виду (I7). При этом для преобразования лептонного множителя удобно использовать тождество

$$\delta_\alpha \delta_\beta \delta_\delta = \delta_{\alpha\beta} \delta_\delta + \delta_{\beta\delta} \delta_\alpha - \delta_{\alpha\delta} \delta_\beta + i \varepsilon_{\alpha\beta\delta\epsilon} \delta_\epsilon \delta_5 \quad (\text{П.20})$$

Для электронных распадов, когда массой m можно пренебречь, первое слагаемое сводится к $\bar{u} \Gamma_\nu u j_\nu$ и поэтому может быть опущено. В этом проще всего убедиться, используя ковариантную форму интеграла (П.13):

$$\frac{1}{\pi} \int \frac{d\rho' k'_\alpha}{(k' - k)^2} = \frac{1}{2[(p_2 k)^2 - M^2 m^2]^{\frac{1}{2}}} \left\{ \frac{p_2(p_2 + k)}{(p_2 + k)^2} k_\alpha - \frac{k(p_2 + k)}{(p_2 + k)^2} p_{2\alpha} \right\} \quad (\text{П.21})$$

Второе и третье слагаемые в пределе $m = 0$ с учетом интегралов (П.12), (П.13) приводятся сначала к виду

$$-\bar{u}(p_2) [1 + \mu_1 + (q + \mu_2) \delta_5] b_{\nu\alpha} (k - k')_\alpha u(p_1) \bar{\psi}(k) \delta_4 \hat{k}'_\nu (1 + \delta_5) \psi(k_\nu) \quad (\text{П.22})$$

а затем в сумме с последним слагаемым после взятия интегралов дают (8), (II). При этом используется тождество

$$i \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} v_\alpha j_\beta = v_m j_4 - j_m - \frac{m}{\varepsilon} \bar{\psi}(k) \delta_m \delta_4 (1 + \delta_5) \psi(k_\nu) \approx \quad (\text{П.23})$$

$$\approx v_m j_4 - j_m$$

которое легко получить, применяя к равенству

$$\bar{\psi}(k) \hat{k} \delta_m \delta_4 (1 + \delta_5) \psi(k_\nu) = m \bar{\psi}(k) \delta_m \delta_4 (1 + \delta_5) \psi(k_\nu) \quad (\text{П.24})$$

соотношение (П.20). Применяется также очевидное тождество

$$j_4 = v_m j_m + \frac{m}{\varepsilon} \bar{\psi}(k) (1 + \delta_5) \psi(k_\nu) \quad (\text{П.25})$$

Если родившийся барион не заряжен, то от выражения (П.19) остается лишь последнее слагаемое с коэффициентом $\frac{\mu}{2}$. Переходя к нерелятивистским барионам, вычисляя интегралы и используя первую часть тождества (П.23), получаем матричный элемент (I5). Аналогичный расчет для диаграммы 4 (формула (I4)) отличается лишь несколько более громоздким приведением подобных членов. Заметим, что величина $I = \frac{1}{2} \ln \frac{\epsilon\epsilon' - \kappa\kappa' - m^2}{\epsilon\epsilon' + \kappa\kappa' - m^2}$ в ответ не вошла.

Таблица I

Лептонные распады гиперонов

№	Распад	Выделяе- мая кине- тическая энергия (МэВ)	Макси- мальн. импульс лептона (МэВ/с)	Отношение парциаль- ной ширины к полной	Формулы в тексте для ω
I	$n \rightarrow p e \bar{\nu}$	0,8	1,2	I	(I8)
2	$\Lambda \rightarrow p e \bar{\nu}$	177	163	$(0,88 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	(I0), (II)
3	$\Lambda \rightarrow p \mu \bar{\nu}$	72	131	$(1,35 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$	(I8)
4	$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda e^+ \nu$	73	72	$(1,5 \pm 0,9) \cdot 10^{-5}$	(I0), (I3)
5	$\Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu}$	257	230	$(1,25 \pm 0,17) \cdot 10^{-3}$	(I0), (I2)
6	$\Sigma^- \rightarrow n \mu \bar{\nu}$	152	210	$(0,62 \pm 0,12) \cdot 10^{-3}$	(I6)
7	$\Sigma^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$	81	79	$(0,61 \pm 0,18) \cdot 10^{-4}$	(I0), (I3)
8	$\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$	4,3	4,8	$\sim 1,5 \cdot 10^{-10} \#$	
9	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e \bar{\nu}$	125	119	$< 0,7\%, \sim 2,6 \cdot 10^{-4} \#$	(I0), (II)
I0	$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu \bar{\nu}$	20	64	$\sim 2,5 \cdot 10^{-6} \#$	(I8)
II	$\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$	205	190	$(2,5 \pm 1,8) \cdot 10^{-3}$	(I0), (I2), (I4)
I2	$\Xi^- \rightarrow \Lambda \mu \bar{\nu}$	100	163	$\sim 10^{-4} \#$	(I6)
I3	$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$	128	122	$\sim 0,7 \cdot 10^{-4} \#$	
I4	$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 \mu \bar{\nu}$	23	70	$\sim 10^{-6} \#$	
I5	$\Xi^- \rightarrow \Xi^0 e \bar{\nu}$	5,7	6,2	$\sim 0,5 \cdot 10^{-9} \#$	
I6	$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 e \bar{\nu}$	360	320	$\sim 0,04 \#$	
I7	$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \mu \bar{\nu}$	254	226	$\sim 0,027 \#$	

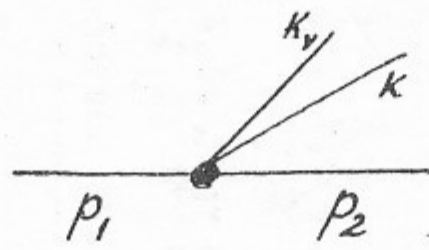
Отношения парциальных ширин к полным, не отмеченные звездочками, являются экспериментальными и взяты из обзора [15]. Звездочками # отмечены теоретические оценки. Для распадов 9 и I3 они взяты из работы [9], а для I6 и I7 - из работы [16].

Т а б л и ц а № 2

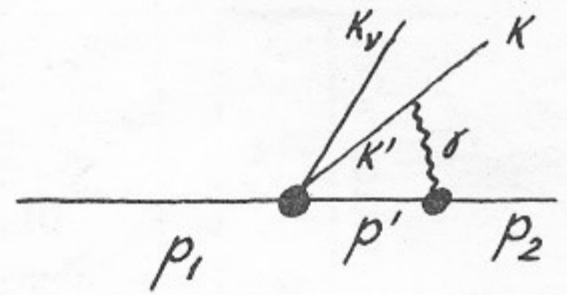
Коэффициенты T-нечетных корреляций для некоторых электронных распадов в схеме SU₃-симметрии

Распад	SU ₃ структура барионного то-ка	g	μ	μ ₁	α	β
1 $\Lambda \rightarrow p e \bar{\nu}$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}(F+D)$	$g_A(1-\frac{2}{3}d_A)=0,7$	$\mu_p=1,8$	$\mu_p=1,8$	5	6
2 $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e \bar{\nu}$	$F+D$	$g_A=1,18$	$\mu_p=1,8$	$\mu_p - \mu_n = 3,7$	-10	10
3 $\Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu}$	$-F+D$	$g_A(1-2d_A)=-0,2$	$\mu_n=-1,9$	$\mu_p + 2\mu_n = -2$	-3	2
4 $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda e^\pm \nu$	$\sqrt{\frac{2}{3}}D$	$g_A d_A=0,7$	$\frac{1}{2}\mu_n = -1$	$-\frac{3}{2}\mu_n = 2,9$	4	0
5 а) промежуточный барион Λ	$\sqrt{\frac{3}{2}}(F-\frac{2}{3})$	$g_A(1-\frac{4}{3}d_A)=0,2$	$\frac{1}{2}\mu_n = -1$	$\mu_p + \mu_n = -0,1$	-4	1
б) промежуточный барион Σ^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(F+D)$	$g_A=1,18$	$-\frac{\sqrt{3}}{2}\mu_n = +1,7$	$\mu_p - \mu_n = 3,7$	-	-

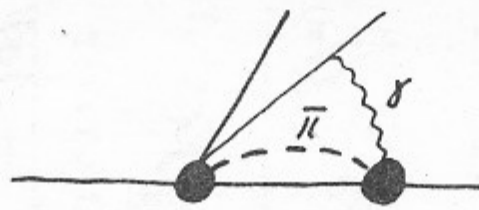
Здесь принято $\frac{D}{F} = 1,7$, что соответствует $d_A = 0,6$. Отношение векторных констант в распадах $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$ и $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$ $r = \frac{1}{\sqrt{3}}$.



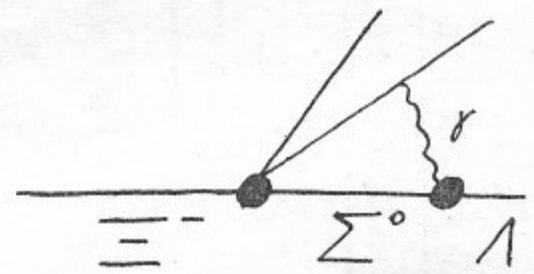
1.



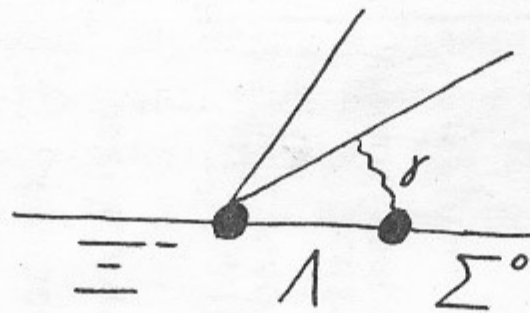
2.



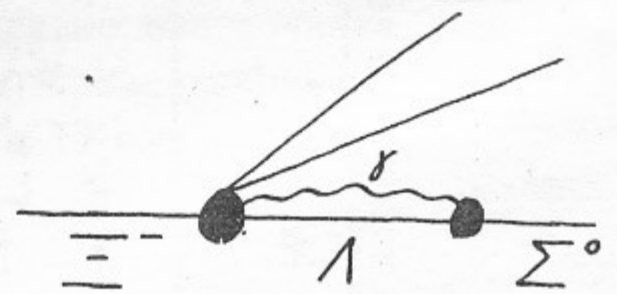
3.



4.



5.



6.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.Byers, S.W.MacDowell, C.N.Yang. High Energy Physics and Elementary Particles. IAEA. Vienna, 1965, p.953.
2. Л.Б.Окунь, И.Б.Хриплович. ЯФ, в печати.
3. J.D.Jackson, S.B. Treiman, H.W.Wyld. Phys.Rev., 106, 517, 1957.
4. J.D.Jackson, S.B.Treiman, H.W.Wyld. Nucl. Phys., 4, 206, 1957.
5. M.E.Ebel, G.Feldman. Nucl.Phys., 4, 213, 1957.
6. V.B.Berestetsky, B.L.Ioffe, A.P.Rudik, K.A.Ter-Martirosyan. Nucl.Phys., 5, 464, 1958.
7. Б.Л.Иоффе, В.А.Любимов. ЖЭТФ, 34, 1321, 1958.
8. В.Б.Берестецкий. УФН, 76, 25, 1962.
9. N.Cabibbo. Phys.Rev.Lett., 10, 531, 1963.
10. I.Ya.Pomeranchuk, I.M.Shmushkevich. Nucl.Phys., 23, 452, 1961.
11. W.S.C.Williams. Nuovo Cim., 19, 1278, 1961.
12. Б.Н.Валуев. ЖЭТФ, 40, 1844, 1961.
13. J.Dreitlein, H.Primakoff. Phys.Rev., 125, 1671, 1962.
14. M.T.Burgy, V.E.Krohn, T.B.Novey, G.R.Ringo, V.L.Telegdi. Phys.Rev., 120, 1829, 1960.
15. A.H.Rosenfeld, P.Soding, W.Willis, C.Wohl, L.R.Price, M.Ross, A.Barbaro-Galtieri, W.Podolsky. Rev.Mod.Phys., January, 1967.
16. S.L.Glashow, R.H.Sokolov. Phys.Lett., 10, 143, 1964.

Ответственный за выпуск Соколов В.В.

Подписано к печати 29.IV-1967 г.

Усл. I,0 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.

Заказ № 125

Отпечатано на роталпринте в ИЯФ СО АН СССР.