

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт 143

И.Б.Хриплович

Электромагнитные T-нечетные корреляции  
в распаде  $\Xi \rightarrow \Sigma^0 \gamma$  и радиационный  $\beta$ -распад  
барионов

г.Новосибирск 1967

И.Б.Хриплович

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ  $T$ -НЕЧЕТНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В РАСПАДЕ  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$

И РАДИАЦИОННЫЙ  $\beta$ -РАСПАД БАРИОНОВ

А Н Н О Т А Ц И Я

Вычислены электромагнитные  $T$ -нечетные корреляции в распаде  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$ . Они обусловлены исчезающей мнимой частью диаграмм 3, 4 и 5, последняя из которых соответствует распаду  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu} r$  с последующим переходом  $\Lambda r \rightarrow \Sigma^0$ . Измерение этих корреляций позволило бы определить магнитный момент  $\Sigma^0 \Lambda$  перехода и магнитный момент  $\Sigma^0$ -гиперона. Однако для этого потребовалось бы наблюдение  $\sim 10^9$  случаев распада  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$ . В статье вычислена также вероятность радиационного  $\beta$ -распада бариона - процесса типа  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu} r$ .

I.B.Khriplovich

ELECTROMAGNETIC T-ODD CORRELATIONS  
IN THE DECAY  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$  AND  
THE BARYON RADIATIVE  $\beta$ -DECAY

abstract

T-odd correlations in the baryon  $\beta$ -decay may arise without any CP-violation and are caused in this case by some kind of the electromagnetic interaction. In the decay  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$  they are due to the non-vanishing imaginary part of the diagrams 3,4,5, the last of which corresponds to the decay  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$  with the consequent transition  $\Lambda \rightarrow \Sigma^0$ . The matrix element of the baryon radiative  $\beta$ -decay (i.e. of the process of the type  $\gamma \rightarrow \gamma' e \bar{\nu}$  or  $\gamma \rightarrow \gamma' \mu \bar{\nu}$ ) is shown to be dominated by the bremsstrahlung of the charged lepton and is given by the formula (1). The differential probability of the radiative  $\beta$ -decay is described in general case by (4), and the total one in the case of ultrarelativistic electrons is given by (5). An accurate measurement of T-odd correlations in the decay  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$  would in principle allow to determine the magnetic moment of the  $\Sigma^0$  transition and the magnetic moment of the  $\Sigma^0$ -hyperon. However to measure these asymmetry parameters, which are of the order of magnitude of  $0.05\alpha$ ,  $10^9$  cases of the decay  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$  should be observed.

I. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, T-нечетные корреляции в лептонных распадах адронов могут возникать без нарушения CP-инвариантности за счет электромагнитного взаимодействия между электроном (или мюоном) и адроном в конечном состоянии /1,2,3,4/. Корреляции такого рода обусловлены интерференцией диаграммы 1 с мнимой частью диаграммы 2. Их расчет интересен не только потому, что они служат маскирующим фоном при поисках эффектов нарушения CP-инвариантности. Точное измерение электромагнитных T-нечетных корреляций в принципе позволило бы получить ценную информацию о свойствах адронов, таких, как электромагнитный радиус  $\bar{K}$ -мезона, магнитные моменты гиперонов, слабый магнетизм и слабый диполь в распадах  $\Lambda \rightarrow p e \bar{\nu}$  и  $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e \bar{\nu}$ , магнитный момент перехода  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$  /2,3,4/.

В настоящей работе будут вычислены T-нечетные корреляции в распаде  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$ . Здесь не исчезающей мнимой частью обладают диаграммы 3 и 4, в которых промежуточными барионами являются соответственно  $\Sigma^0$ - и  $\Lambda$ -гиперон. Однако, наряду с ними, вклад в T-нечетные корреляции будет давать и диаграмма 5, описывающая радиационный распад  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$  с последующим переходом  $\Lambda \gamma \rightarrow \Sigma^0$ . Необходимость учета этой диаграммы является характерной особенностью T-нечетных корреляций в распаде  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$  по сравнению с процессами, исследованными в /2,4/. В статье получен матричный элемент радиационного  $\beta$ -распада бариона, который используется затем для нахождения вероятности такого процесса и для вычисления T-нечетных корреляций в распаде  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$ .

Все расчеты производятся в системе покоя распадающегося бариона, причем считается, что скорость родившегося бариона

$v \ll c$ .

## 2. Радиационный $\beta$ -распад бариона

Рассмотрим процесс  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$  при произвольном соотношении между энергиями родившихся электрона и фотона  $\epsilon$  и  $\omega$ . Обе эти величины будут считаться много меньшими как массы барионов  $M$  (что, естественно, согласуется с условием  $v \ll 1$ ), так и характерных импульсов  $k$ , на которых заметно меняются формфакторы слабой величины.

Если ограничиться членами  $\sim \frac{1}{\omega}$ , то процесс с испусканием  $\delta$ -кванта описывается известным выражением для матричного элемента реакции, идущей с испусканием инфракрасного фотона [5]. Лоу [6] показал, что можно найти члены нулевого порядка по  $\omega$  в амплитуде. Для нашего случая слагаемые такого рода, соответствующие излучению  $\delta$ -кванта из барионной линии или непосредственно из слабой вершины, содержат по сравнению с инфракрасным матричным элементом множители  $\frac{\omega}{M}$  или  $\frac{\omega}{k}$  и могут быть поэтому опущены. Единственное слагаемое нулевого порядка по  $\omega$ , которое следует учесть, — это не инфракрасная часть диаграммы, описывающей испускание  $\delta$ -кванта электроном; эта величина содержит по сравнению с инфракрасным матричным элементом множитель  $\frac{\omega}{\epsilon} \sim 1$ . Да и физически ясно, что в обсуждаемом распаде доминирует сопровождающее излучение легкой частицы. Тогда в используемом приближении матричный элемент распада  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$  запишется в виде

$$M_0 = -\frac{e g_V}{2} \int d^4x \left[ \left( \frac{k_\nu}{k q} - \frac{p_\nu}{k q} \right) \gamma_\mu + \frac{1}{2qk} \bar{v}(k) \sigma_{\nu\mu} \hat{q} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v(k_1) \right] (1)$$

Адронный ток  $J_\mu$  в нерелятивистском приближении имеет компоненты

$$J_0 = \psi_2^+ \psi_1, \quad J_m = -g \psi_2^+ \sigma_m \psi_1 \quad (2)$$

Лептонный ток

$$j_\mu = \bar{v}(k) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v(k_1) \quad (3)$$

Здесь  $\psi_1$  и  $\psi_2$  — нерелятивистские двухкомпонентные спиноры, описывающие  $\Xi^-$  и  $\Lambda$ -гипероны,  $v(k)$  и  $\bar{v}(k_1)$  — волновые функции электрона и антинейтрино,  $p$  и  $q$  — импульсы  $\Xi^-$ -гиперона и фотона,  $g = g_A/g_V$ ,  $g_V (g_A)$  — векторная

(аксиальная) константа распада.

Используя (1) — (3), находим следующее выражение для дифференциальной по энергии электрона вероятности радиационного  $\beta$ -распада:

$$dW_\delta = \alpha g_V^2 \frac{1+3g^2}{\pi^0} \left\{ \epsilon^2 \left[ \ln \frac{(1+v)\epsilon}{m} - v \right] \times \left[ (\Delta - \epsilon)^2 \left( \ln \frac{\Delta - \epsilon}{\omega_0} - \frac{3}{2} \right) + 2\omega_0 (\Delta - \epsilon) - \frac{1}{2}\omega_0^2 + \frac{1}{3\epsilon} (\Delta - \epsilon - \omega_0)^3 \right] + \ln \frac{(1+v)\epsilon}{m} \left[ \frac{1}{24} (\Delta - \epsilon)^4 - \omega_0^2 \left( \frac{1}{4} (\Delta - \epsilon)^2 - \frac{1}{3} \omega_0 (\Delta - \epsilon) + \frac{1}{8} \omega_0^2 \right) \right] \right\} d\epsilon \quad (4)$$

Здесь  $\Delta$  — разность масс начального и конечного барионов,  $\omega_0$  — минимальная регистрируемая частота  $\delta$ -кванта,  $v$  — скорость электрона.

Нетрудно убедиться в том, что радиационный  $\beta$ -распад описывается формулой (4) и в том случае, когда начальным является конечный, а не начальный барион. Поскольку, кроме того, в (4) заряженный лептон не предполагается ультрарелятивистским, то это выражение описывает все радиационные  $\beta$ -распады барионов, в том числе мюонные распады и распад нейтрона.

Вычислим теперь полную вероятность  $W_\delta$ , считая электрон ультрарелятивистским и учитывая  $\omega_0$  лишь под знаком логарифма. В этом случае

$$W_\delta = W \frac{2\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{\Delta}{m} \ln \frac{\Delta}{\omega_0} - 2 \ln \frac{\Delta}{m} - 1,1 \ln \frac{\Delta}{\omega_0} + 1,9 \right) \quad (5)$$

Через  $W$  здесь обозначена вероятность обычного  $\beta$ -распада с рождением ультрарелятивистского электрона

$$W = \frac{g_V^2 \Delta^5}{60\pi^3} (1 + 3g^2) \quad (6)$$

В предельном случае  $\ln \frac{\Delta}{m} \gg 1$ ,  $\ln \frac{\Delta}{\omega_0} \gg 1$  формула (5) переходит в известный результат дважды логарифмического приближения. Следует лишь учесть, что в радиационном  $\beta$ -распаде излучает по

существо лишь одна частица, этим объясняется коэффициент  $\frac{2\alpha}{\mu}$ , вместо обычного  $\frac{4\alpha}{\mu}$ .

### 3. $T$ -нечетные корреляции в распаде $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$

Общее выражение для мнимой части матричного элемента  $\beta$ -распада бариона, обусловленной электромагнитным взаимодействием в конечном состоянии, приводится в работе /4/. Учитывая нерелятивизм барионов и пренебрегая массой электрона, мнимую часть диаграмм 3 и 4 можно записать в виде:

$$\text{Im } M_{3,4} = \frac{g_V}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{2\pi} \frac{\mu}{2M} i \epsilon_{lmn} \int \frac{d^4 p'}{(k'-k)^2} (k'-k)_e x \quad (7)$$

$$\times [\varphi_2^+ b_m \varphi_1 \bar{v}(k) \sigma_n \hat{k}' \sigma_4 (1 + \sigma_5) v(k_1) + \\ + g \varphi_2^+ b_m b_5 \varphi_1 \bar{v}(k) \sigma_n \hat{k}' \sigma_5 (1 + \sigma_5) v(k_1)]$$

где

$$d^4 p' = \frac{d^4 \bar{k}'}{2k_4'} d\bar{p}' \delta^4(k' + p' - k - p_2) \quad (8)$$

$k'$ ,  $p'$  - импульсы промежуточных лептона и бариона,  $p_2$  - импульс родившегося  $\Sigma^0$ -гиперона, для диаграммы 3  $\mu$  - магнитный момент  $\Sigma^0$ -гиперона  $\mu_{\Sigma^0}$ , в случае диаграммы 4  $\mu = \mu_{\Sigma^0 \Lambda}$ ,

а  $g = g' = g_V/g_V'$  для распада  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$ .

Выражение 7 преобразуется к виду /4/

$$\text{Im } M = \frac{g_V}{\sqrt{2}} \frac{\alpha E}{8M} \varphi_2^+ b_m \varphi_1 (a_j m + b_l m j_4) \quad (9)$$

где  $\vec{l}$  - единичный вектор, направленный вдоль импульса электрона.

Вклад диаграммы 3 в константы  $a$  и  $b$  равен

$$a_3 = \mu_{\Sigma^0} (1-g)(3+8g) \quad (10)$$

$$b_3 = -\mu_{\Sigma^0} (1-g)$$

а диаграммы 4

$$a_4 = \tau \rho \mu_{\Sigma^0 \Lambda} [2 + 2g' + \rho(1+3g') - 4(1+\rho)gg'] \quad (11)$$

$$b_4 = -\tau \rho \mu_{\Sigma^0 \Lambda} (1-g')(2-\rho)$$

Здесь  $\rho = \frac{\epsilon + \delta}{\epsilon}$  - отношение энергий электрона в промежуточном и конечном состояниях,  $\delta$  - разность масс  $\Sigma^0$  и  $\Lambda$ -гиперонов,  $\tau = g_V'/g_V$  - отношение векторных констант в распадах  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$  и  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$ .

Детали аналогичных вычислений подробно обсуждаются в /4/. Формула (10) совпадает, очевидно, с соотношением (12) работы /4/ для распада  $\Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu}$  и для вклада промежуточного состояния с  $\Lambda$ -гипероном в распад  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$ , а формула (11) аналогична соотношению (14) работы /4/ для вклада состояния с  $\Sigma^0$ -гипероном в распад  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$ . В последнем случае следует однако иметь в виду, что обозначения  $g$ ,  $g'$  и  $\tau$  в /4/ и в настоящей работе относятся к разным физическим величинам.

Мнимую часть диаграммы 5 запишем, используя (1), в виде

$$\text{Im } M_5 = -\frac{g_V'}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{2\pi} \frac{\mu_{\Sigma^0 \Lambda}}{2M} i \epsilon_{lmn} \int \frac{d^4 p''}{kq} q_e x \quad (12)$$

$$\times [\varphi_2^+ b_m \varphi_1 \bar{v}(k) \sigma_n \hat{q} \sigma_4 (1 + \sigma_5) v(k_1) + \\ + g \varphi_2^+ b_m b_5 \varphi_1 \bar{v}(k) \sigma_n \hat{q} \sigma_5 (1 + \sigma_5) v(k_1)]$$

где

$$d^4 p'' = \frac{d^4 \bar{q}}{2q_4} d\bar{p}'' \delta^4(p' + q - p_2) \quad (13)$$

В (12) опущен вклад первого, инфракрасного слагаемого матричного элемента (1), которое, очевидно, не может приводить к появлению

$T$ -нечетных корреляций, так как мягкие кванты не влияют на ориентацию спина. То, что этот вклад в  $\text{Im } M_5$  равен нулю, нетрудно проверить и непосредственным вычислением.

Выражение (12) также преобразуется к виду (9), причем

$$\begin{aligned} a_5 &= -\kappa \mu_{\Sigma^0 \Lambda} \left(\frac{\delta}{\varepsilon}\right)^2 (1 + 3g' - 4gg') \\ b_5 &= -\kappa \mu_{\Sigma^0 \Lambda} \left(\frac{\delta}{\varepsilon}\right)^2 (1 - g') \end{aligned} \quad (14)$$

Заметим, что в нашем приближении диаграммы 4 и 5 топологически тождественны. Отличие состоит в том, что в мнимой части диаграммы 4 на массовой поверхности находятся электрон и  $\Lambda$ -гиперон, а виртуальный  $\gamma$ -квант описывает взаимодействие в конечном состоянии и обладает пространственно-подобным импульсом. В мнимой же части диаграммы 5 фотон лежит на массовой поверхности, наряду с  $\Lambda$ -гипероном. Так как родившийся  $\Sigma^0$ -гиперон немедленно распадается на  $\Lambda$ -гиперон и  $\gamma$ -квант и сам по себе не регистрируется, то вклад в  $T$ -нечетные корреляции от диаграммы 5 можно интерпретировать как результат резонансного взаимодействия в конечном состоянии между фотоном и  $\Lambda$ -частицей, родившимися в реакции  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$ .

Дифференциальную вероятность распада  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$  запишем в виде /4/

$$dW = g_V^2 (W_e + W_o) dp \quad (15)$$

где

$$dp = \frac{2d\bar{k} dk \delta(\Delta - \varepsilon - \varepsilon_1)}{(2\pi)^5} \quad (16)$$

( $\varepsilon_1$  - энергия нейтрино). Под  $dW$  мы понимаем здесь вероятность, уже просуммированную по поляризациям конечного электрона. Поэтому выражение (16) отмечается множителем 2 от формулы (3) работы /4/.

$T$ -четное слагаемое в (15)  $W_e$  равно /4/

$$\begin{aligned} W_e &= 1 + 3g^2 + (1 - g^2) [\bar{v}\bar{n} + \bar{j}_1 \bar{j}_2 + (\bar{v}\bar{n})(\bar{j}_1 \bar{j}_2)] + \\ &+ 2g(1 + g) [\bar{n}\bar{j}_1 + \bar{v}\bar{j}_2 + (\bar{n}\bar{j}_1)(\bar{v}\bar{j}_2)] + \\ &+ 2g(1 - g) [\bar{v}\bar{j}_1 + \bar{n}\bar{j}_2 - (\bar{v}\bar{j}_1)(\bar{n}\bar{j}_2)] \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь  $\bar{n}$  - единичный вектор, направленный вдоль импульса нейтрино,  $\bar{j}_1$  и  $\bar{j}_2$  - поляризации  $\Xi^-$  и  $\Sigma^0$ -гиперонов.

Используя (9), получаем следующее выражение /4/ для  $W_o$  -  $T$ -нечетного слагаемого в выражении (15):

$$\begin{aligned} W_o &= -\frac{\alpha\varepsilon}{4M} \{ (a + b + b\bar{l}\bar{n}) \bar{l} [\bar{j}_1 \times \bar{j}_2] + a\bar{n} [\bar{j}_1 \times \bar{j}_2] + \\ &+ (a + b\bar{g} - b\bar{g}\bar{l}\bar{j}_1) \bar{j}_2 [\bar{l} \times \bar{n}] + (a - b\bar{g} - b\bar{g}\bar{l}\bar{j}_2) \bar{j}_1 [\bar{l} \times \bar{n}] \} \end{aligned} \quad (18)$$

В нашем случае

$$a = a_3 + a_4 + a_5 \quad b = b_3 + b_4 + b_5 \quad (19)$$

Перейдем к количественной оценке возникающих  $T$ -нечетных корреляций. Заметим, что вклады различных диаграмм в  $T$ -нечетные корреляции по-разному зависят от энергии электрона. Для диаграммы 3 этот вклад пропорционален  $\varepsilon$ , для диаграммы 4 -  $\sim (\varepsilon + \delta)$ , а для диаграммы 5 -  $\sim \delta^{3/2}/\varepsilon$ . Таким образом, вклад диаграммы 5 в  $T$ -нечетные корреляции тем больше, чем больше энергии уносит промежуточный фотон в этой диаграмме; на краю же спектра при  $\varepsilon \sim m$  этот вклад вообще аномально велик. К сожалению, в этой области спектра  $dp/d\varepsilon \sim \varepsilon^2$ , так что дифференциальная вероятность процесса все равно мала и искать  $T$ -нечетные корреляции именно здесь, конечно, нецелесообразно.

В рамках  $SU_3$ -симметрии

$$\mu_{\Sigma^0} = -\frac{1}{2} \mu_n \approx 1 \quad \mu_{\Sigma^0 \Lambda} = -\frac{\sqrt{3}}{2} \mu_n \approx 1,7$$

$$g = 1,18, \quad g' \approx 0,2 \quad (\text{в предположении, что для барионного тока } g_{\gamma/\gamma} = 1,7), \quad \kappa = \sqrt{3}.$$

В центральной части спектра при  $\epsilon \sim \delta$  вклады диаграмм 3 и 4 в коэффициенты при всех корреляциях в (18) оказываются порядка 0,04% и -0,25%, что приводит к параметрам асимметрии  $\sim 0,01\%$  и  $\sim -0,05\%$  ( $1 + 3g^2 \approx 5,2$ ). Вклад диаграммы 5 в различные коэффициенты меняется от -0,02% для корреляции  $\bar{J}_1 [\bar{e}x\bar{h}]$  (измерять которую, по-видимому, относительно проще, чем остальные) до +0,07% для корреляции  $\bar{J}_2 [\bar{e}x\bar{h}]$ , а соответствующие параметры асимметрии - от  $\sim -0,004\%$  до  $\sim +0,01\%$ .

Таким образом, электромагнитные параметры асимметрии оказываются малыми. Эта малость связана не только с электромагнитной константой связи  $\alpha$ , но и с тем, что эффект обусловлен взаимодействием электромагнитного поля с величинами типа магнитного момента бариона, а это приводит к дополнительной малости  $\frac{e}{M}$  в параметрах асимметрии. Для измерения электромагнитных корреляций потребовалось бы наблюдение  $\sim 10^9$  случаев распада  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$ . Однако такой эксперимент позволил бы определить не только магнитный момент  $\Sigma^0 \Lambda$ -перехода (здесь, вероятно, более реальным является опыт по измерению перехода  $\Lambda$  в  $\Sigma^0$  в кулоновском поле ядра [7]). Этот эксперимент представил бы, по-видимому, уникальную возможность для измерения магнитного момента  $\Sigma^0$ -гиперона.

В заключение приношу глубокую благодарность Л.Б.Окуню за стимулирующие дискуссии, вследствие которых появилась идея этой статьи, а также А.И.Вайнштейну и В.В.Соколову за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

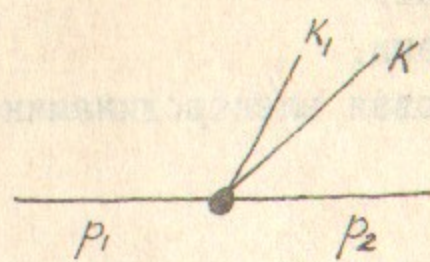


Рис. 1

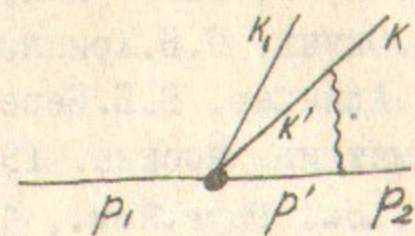


Рис. 2

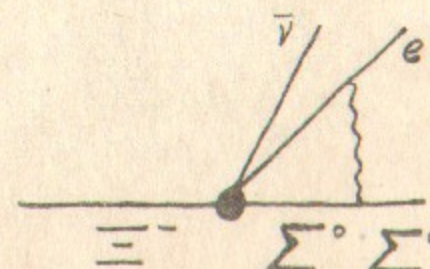


Рис. 3

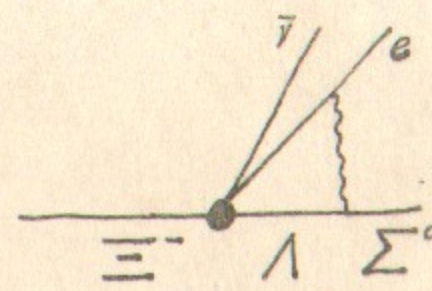


Рис. 4

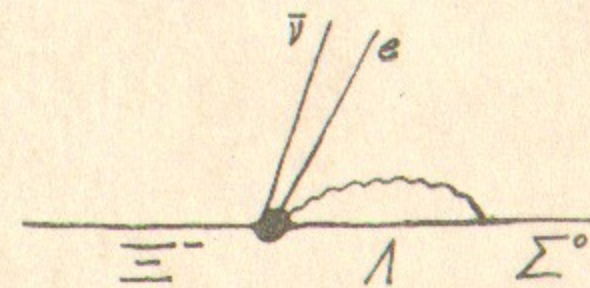


Рис. 5

ЛИТЕРАТУРА

1. N.Byers, S.W.MacDowell, C.N.Yang. High Energy Physics and Elementary Particles. IAEA, Vienna, 1965, p.953.
2. I.B.Khriplovich, L.B.Okun. Phys.Lett., in press.
3. Л.Б.Окунь, И.Б.Хриплович. ЯФ, в печати.
4. Л.Б.Окунь, И.Б.Хриплович. ЯФ, в печати.
5. А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика. Физматгиз. Москва. 1959.
6. F.E.Low. Phys.Rev., 110,974,1958.
7. I.Ya.Pomeranchuk, I.M.Shmushkevich. Nucl.Phys., 23,452,1961.

Ответственный за выпуск СОКОЛОВ В.В.  
Подписано к печати 30.УІ-1967 г.  
Усл.0,5 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно  
Заказ № 143

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР