

7348

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗУ6а

Б-247

P2 - 7348

3604/4-73

Д.Ю. Бардин, Г.В. Мицельмахер, Н.М. Шумейко

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОДАВЛЕНИЯ ФОНА

ОТ ПРОЦЕССОВ $K \rightarrow L \nu_L \pi^0$
 $\gamma e^+ e^-$

ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ РАСПАДОВ $K \rightarrow L \nu_L e^+ e^-$

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Д.Ю. Бардин, Г.В. Мицельмахер, Н.М. Шумейко*

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОДАВЛЕНИЯ ФОНА

ОТ ПРОЦЕССОВ $K \rightarrow L \nu_L \pi^0 \gamma e^+ e^-$

ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ РАСПАДОВ $K \rightarrow L \nu_L e^+ e^-$

* Белорусский государственный университет

Экспериментальное изучение четырехлептонных распадов каонов

$$K \rightarrow l_1 + \nu_{l_1} + l_2^+ + l_2^- \quad (1)$$

позволит получить весьма интересную информацию о структуре матричного элемента со слабым и электромагнитным взаимодействиями [1] [1]. Однако изучение распадов с e^+e^- -парой затруднено из-за фона от следующих процессов

$$K(q) \rightarrow l_1^+(p_1) + \nu_{l_1}(p) + \pi^+(p) \quad (2)$$

$$L \rightarrow \gamma(x) + e^+(p_2) + e^-(p_3).$$

Каскад (2) имитирует распад (1), если в пределах экспериментальной неточности их кинематики неразличимы и γ -квант не регистрируется. Поскольку относительные вероятности распадов в каскаде (2) $W_{K\pi}$ и $W_{\gamma ee}$ равны $\sim (3+5) \cdot 10^{-2} W_K$ и $\sim 10^{-2} W_e$, где W_K и W_e - полные вероятности распадов K^- - и π^0 -мезонов, а процессом $K \rightarrow \mu \nu_e e^+ e^-$ и $K \rightarrow e \nu_e e^+ e^-$ имеют вероятности $3 \cdot 10^{-5} W_K$ и $2,1 \cdot 10^{-7} W_K$, то, если не принимать специальных мер, существует значительное превышение фона (2) над эффектом (1).

В этой работе обсуждаются возможные способы подавления фона к распадам (1) от процессов (2).

Работа состоит из трех разделов. В первом мы рассматриваем вопрос о том, какую информацию можно получить, измеряя распады (1) в области фазового объема, свободной от фона (2). Во втором анализируем возможную степень подавления фона в случае измерения импульсов всех заряженных частиц и в третьем исследуем вопрос о том, какое дополнительное уменьшение фона можно получить, если зарегистрировать еще и γ -квант.

[1] Настоящая работа является продолжением работы [1], в которой содержится изложение проблемы. Все обозначения - такие же, как и в [1].

1. В фазовом объеме распада (1) существуют области, свободные от фоновых процессов (2). Действительно, событие, для которого импульсы заряженных частиц удовлетворяют условиям

$$-k^2 = -(\rho_2 + \rho_3)^2 \geq m_0^2 \quad (3)$$

или

$$\rho_{1a}^4 \geq \frac{m_K^2 - m_\pi^2 + m_l^2}{2m_K} \quad (4)$$

(m_K, m_π и m_l - массы K, π^0 и l_l - соответственно, ρ_{1a}^4 - энергия лептона l_l , измеренная в системе, где K - мезон покоится) не может отвечать кинематике каскада.

В случае, если изучается распад $K \rightarrow e \nu_e e^+ e^-$, неравенства (3) и (4) необходимо проверять дважды, поменяв в них местами импульсы тождественных частиц. Подобную симметризацию кинематических ограничений необходимо делать всякий раз, когда обсуждается процесс $K \rightarrow e \nu_e e^+ e^-$. Отметим, что проверка неравенств (3)-(4) не требует слишком точного измерения энергий и углов заряженных частиц и экспериментальное выделение этой области представляется вполне возможным.

Чтобы исследовать вопрос о том, какую информацию о формфакторах структурного излучения, характеризующих распады $K \rightarrow l \nu_e e^+ e^-$, можно получить, производя измерения в этой области, мы вычислили вклады в интегральную вероятность членов, входящих в формулу (12) работы [1]. Обсудим результаты вычислений для двух процессов.

а). Процесс $K \rightarrow \mu \nu_\mu e^+ e^-$.

Так же как и в полной вероятности, доминирует вклад IB , равный в этой области $1,7 \cdot 10^{-5} W_K$. Вклад структурного излучения менее 1%.

б). Процесс $K \rightarrow e \nu_e e^+ e^-$.

Существенные вклады для процесса $K \rightarrow e \nu_e e^+ e^-$ приведены в таблице I. Как видно, основной вклад в области, определяемой симметризованными неравенствами (3)-(4), дают члены A^2 и C^2 , при этом вероятность в этой области равна $5 \cdot 10^{-8} W_K$. Поскольку в область, определяемую только неравенствами (3), существенный вклад дает лишь член $C^2 / |I|$, в области (3)-(4) можно измерить формфактор A .

Таблица I

Существенные вклады [2] в интегральную вероятность распада $K \rightarrow e \nu_e e^+ e^-$ в единицах $10^{-8} W_K$ в области, свободной от фонового процесса (2)

Тип вклада	A^2	B^2	$A \cdot B$	C^2	$A \cdot C$	BC	Сумма
Вероятность	2.15	0.04	-0.52	1.88	-0.19	0.20	4.97 ± 0.06

Для получения более детальной информации о формфакторах, в частности, об их зависимости от k^2 и Q^2 , желательно вести измерения во всем фазовом объеме или по крайней мере расширить области (3)-(4).

Возникает вопрос, исчерпывают ли простые неравенства (3) - (4) все области фазового объема процесса (1), свободные от фона (2).

В связи с этим отметим, что процессы (2) будут имитировать события (1), только если в пределах экспериментальной неточности инвариантная масса $\nu \bar{\nu}$ - системы неотличима от нуля. Поэтому для вычисления границ фазового объема процессов (2) необходимо наложить дополнительное условие $M_{\nu \bar{\nu}}^2 = 0$.

[2] Значения вкладов приведены при формфакторах - функциях $|I|$.

Легко показать, что разница 2-х фазовых объемов - прямого процесса (1) и каскада (2) - при условии $\mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}}^2 = 0$ исчерпывается в трех переменных, в качестве которых удобно выбрать:

$(-k^2)$ - квадрат инвариантной массы e^+e^- - пары, k_0 - энергию этой пары и p_{10} - энергию лептона l_1 (далее энергии k_0 и p_{10} берутся в системе покоя каона). Введем безразмерные переменные $x = \frac{-k^2}{m_\kappa^2}$, $y = \frac{k_0}{m_\kappa}$ и $z = \frac{p_{10}}{m_\kappa}$, и постоянные $r_- = \frac{m_\mu^2}{m_\kappa^2}$, $r_+ = \frac{m_\pi^2}{m_\kappa^2}$ и $r = \frac{m^2}{m_\kappa^2}$, где m - масса электрона.

В переменных x, y, z фазовый объем распада имеет вид

$$\begin{aligned} 4r &\leq x \leq (1-\sqrt{r_-})^2 \\ \sqrt{x} &\leq y \leq \frac{1-r_+ + x}{2} \\ z_- &\leq z \leq z_+, \end{aligned} \quad (5)$$

а фазовый объем каскада определяется системой неравенств

$$\begin{aligned} \text{I)} \quad 4r &\leq x \leq r_0 & \text{II)} \quad (e^m - \rho^m)^2 &\leq x \leq r_0 \\ y_- &\leq y \leq y_+ & \sqrt{x} &\leq y \leq y_- \\ z_- &\leq z \leq \frac{1-r_0+r_+}{2}, & z_- &\leq z \leq z_+. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь

$$e^m = \frac{1+r_0-r_+}{2}, \quad \rho^m = \sqrt{e^{m^2}-r_0},$$

$$y_\pm = \frac{1}{2r_0} [e^m(r_0+x) \pm \rho^m(r_0-x)],$$

$$z_\pm = \frac{1}{2} \frac{(y \pm \sqrt{y^2-x})(1+r_+ - x) - 2x(1-y)}{y - x \pm \sqrt{y^2-x}}$$

Разность двух фазовых объемов представляет область, свободную от фона, при дополнительном условии, что кинематика каскада удовлетворяет требованию $\mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}}^2 = 0$.

Анализ формул (6) показывает, что они не выделяют по сравнению с простыми условиями (3) - (4) дополнительных областей, свободных от фона.

2. Обсудим теперь возможность измерения в области, занятой фоном. Рассчитаем степень подавления фона, которую можно достигнуть, измеряя $\mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}}^2$, т.е. в случае, когда измеряются импульсы всех заряженных частиц, включая импульс каона, а γ -квант не регистрируется.

Пусть, ради простоты, неотличимыми от фона мы считаем события, у которых $\mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}}$ оказалось меньше некоторого Δ , т.е. если $\mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}} < \Delta$, то процесс (2) имитирует распад (1), если $\mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}} > \Delta$, то наблюдается каскад. В таком случае, чтобы рассчитать наблюдаемую вероятность фоновых процессов, необходимо его фазовый объем умножить на $\theta(\Delta^2 - \mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}}^2)$. При достаточно малом Δ [3] подынтегральная функция - произведение дифференциальных вероятностей $dW_{\kappa l_3} \cdot dW_{\nu e e}$ двух распадов в (2) - меняется плавно, т.к. условие $\mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}}^2 = 0$ связывает разные стадии каскада (2), и с хорошей точностью можно положить $\theta(\Delta^2 - \mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}}^2) = \Delta^2 \delta(\mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}}^2)$. В таком случае вероятность процесса (2) дается формулой

$$W_\phi^l = \Delta^2 \int dW_{\kappa l_3} \frac{dW_{\nu e e}}{W_\kappa} \delta((\rho+x)^2). \quad (7)$$

Выражение (7) нетрудно свести к тройному интегралу

$$W_\phi^l = \Delta^2 \frac{\alpha G^2 m_0 m_\kappa^2}{3(2\pi)^4} \int \frac{1}{x} \left(1 - \frac{x}{r_0}\right)^2 \left(1 + \frac{2r}{x}\right) \sqrt{1 - \frac{4r}{x}} \frac{S-r_0}{S-x} \times \frac{8(1-y-z)[2zf_+^2 + \epsilon(f_+ - f_-)f_+] + (y-r_+)[\epsilon(f_+ - f_-)^2 - 4f_+^2]}{y(S-r_0) + (1-z)(r_0-x)} dx dy dz, \quad (8)$$

[3] Например, при измерении импульсов заряженных частиц с точностью 2+3% величину $\mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}}$ можно измерить с точностью ~10 Мэв.

где $q = 1 - 2y + x$, $s = 1 + t - 2z$, W_x - вероятность $\pi^0 \gamma \gamma$ -распада. Формфакторы f_+ и f_- описывают K_{L3} распад и зависят от квадрата 4-импульса t , переданного $\ell_1 \nu_1$ -паре: $t = -m_c^2 \frac{q(s-t) + t_0(t-x)}{s-x}$. Интеграл (8) представляется в виде суммы двух интегралов, пределы в которых задаются неравенствами (6). При численном интегрировании параметры K_{L3} -распадов полагались равными $1/2$, $f_+(0) = 0.21$, $\lambda_+^e = 0.028$, $\lambda_+^{\mu} = 0.055$, $\varphi(0) = 0$.

Выражение (8) удобно представить в виде

$$W_\phi^L = W_{K_{L3}} \frac{W_{\text{frec}}}{W_x} \cdot R_L, \quad (9)$$

где $W_{K_{L3}}$ и W_{frec} - полные вероятности K_{L3} - и $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ -распадов. Величина R_L характеризует степень подавления фона по сравнению с оценкой по произведению вероятностей $W_\phi^L = W_{K_{L3}} \frac{W_{\text{frec}}}{W_x}$.

Интеграл (8) был вычислен на ЭВМ. В результате для величин R_L было найдено

$$R_\mu = 2,7 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\Delta(\text{МэВ})}{10} \right)^2, \quad R_e = 1,7 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\Delta(\text{МэВ})}{10} \right)^2. \quad (10)$$

Отметим, что на данной стадии вычислений никак не сказываются эффекты тождественности частиц в каскаде $K \rightarrow e \nu_e \pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$. В принципе, из-за конечной ширины π^0 -мезона имеет место интерференция конечных позитронов $1/3$. Однако, поскольку ширина π^0 -мезона очень мала ~ 10 эв, эффекты интерференции могут быть обнаружены лишь при измерении с разрешением по энергии, сравнимым с 10 эв. Поэтому можно пренебречь учетом интерференции.

Из формул (10) получаем, что наблюдаемые вероятности фона при $\Delta = 10$ Мэв равны $W_\phi^{\mu} = 10^{-6} W_K$ и $W_\phi^e = 0,95 \cdot 10^{-6} W_K$. Эти величины надо сравнить с интегральными вероятностями процессов $K \rightarrow \mu \nu_e e^+ e^-$ и $K \rightarrow e \nu_e e^+ e^-$ в области фазового объема, занятой

фоном, которые составляют $1,3 \cdot 10^{-5} W_K$ и $1,6 \cdot 10^{-7} W_K$ соответственно. Как видно, при $\Delta = 10$ Мэв достигается значительное подавление фона для процесса $K \rightarrow \mu \nu_e e^+ e^-$, тогда как для процесса $K \rightarrow e \nu_e e^+ e^-$ отношение фон/эффект равно шести. Для того, чтобы понизить это отношение, например, на два порядка, необходимо уменьшить Δ до величины 1 Мэв, что требует измерения импульсов с точностью (0,2-0,3)%. Поскольку трудно достичь таких точностей, обсудим другую возможность подавления фона.

3. Очевидно, что уровень фона можно понизить, регистрируя γ -квант от процесса (2). На первый взгляд может показаться, что для этого экспериментальную установку необходимо окружить со всех сторон детектором γ -квантов. На самом деле измерение импульсов всех заряженных частиц при дополнительном условии $M_{\nu \gamma} < \Delta$, где Δ - малая величина, позволяет предсказать направление вылета и энергию γ -кванта в каскаде (2). Тогда можно работать с детектором γ -квантов, закрывающим лишь часть телесного угла, и анализировать только те события, для которых γ -квант от фонового процесса (2) вылетел бы в направлении детектора с энергией, достаточной для эффективной регистрации.

Действительно, условие $M_{\nu \gamma} = 0$ означает, что γ -квант и нейтрино испускаются в направлении единичного вектора \vec{n} , который выражается только через импульсы заряженных частиц

$$\vec{n} = \frac{\vec{q} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2 - \vec{p}_3}{|\vec{q} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2 - \vec{p}_3|}, \quad (11)$$

т.е. $\vec{x} = x_0 \vec{n}$ и $\vec{p} = p_0 \vec{n}$. Для вычисления энергии фотона воспользуемся законом сохранения 3-импульса в каскаде $(p_0 + x_0) \vec{k} \vec{n} + \vec{p}_1 \vec{k} + \vec{k} = \vec{q} \vec{k}$ и сохранением 4-импульса во второй стадии процесса (2) - $\vec{k} \vec{n} = (k_0^2 - \vec{k}^2 + 2 x_0 k_0 - m_0^2) / 2 x_0$. Исключая $\vec{k} \vec{n}$, находим энергию фотона

$$x_0 = \frac{m_0^2 + k^2}{2(-qk) + (pk) + k^2} (q_0 - p_0 - k_0). \quad (12)$$

Потребуем, чтобы энергия γ -кванта была достаточно велика для эффективной регистрации. Тогда наблюдаемая вероятность фона равна

$$W_p^{K\gamma} = \frac{1}{4\pi} \int_{\bar{\omega}}^{\omega_{\max}} \int_{\bar{\Omega}_\gamma} \frac{d^3 W_\phi^f}{dx_0 d\Omega_\gamma} (1 - \varepsilon(x_0)) dx_0 d\Omega_\gamma. \quad (13)$$

Здесь $\frac{d^3 W_\phi^f}{dx_0 d\Omega_\gamma}$ - импульсный спектр фотонов в каскаде (2), $\varepsilon(x_0)$ - функция эффективности регистрации γ -квантов, $\bar{\omega}$ - граничное значение энергии фотонов, за которым функция $\varepsilon(x_0)$ достаточно близка к единице, $\bar{\Omega}_\gamma$ - телесный угол детектора γ -квантов.

Формула (13) зависит от лоренц-неинвариантной величины $\bar{\omega}$. Ради определенности численные оценки интеграла (13) сделаем для случая распадов покоящихся каонов. Отметим, что этот случай в некоторых отношениях наименее благоприятен для опыта с регистрацией γ -квантов, т.к., во-первых, при распаде движущихся каонов сужается конус вторичных частиц и потребуется меньший телесный угол детектора фотонов, а во-вторых, средняя энергия γ -квантов увеличивается с ростом энергии каона. В системе покоя каонов интеграл (13) можно заменить выражением

$$W_p^{K\gamma} = \frac{\bar{\Omega}_\gamma}{4\pi} (1 - \bar{\varepsilon}) \int_{\bar{\omega}}^{\omega_{\max}} \frac{dW_\phi^f}{dx_0} dx_0, \quad (14)$$

где для простоты предполагается, что при $x_0 \gg \bar{\omega}$, $\varepsilon(x_0) = \bar{\varepsilon} = \text{const}$. Поскольку процедура расчета интеграла (14) существенно различна для двух рассматриваемых распадов, мы обсудим эти процессы в отдельности:

а). Процесс $K \rightarrow \mu \nu_e e^-$.

В этом случае для вычисления интеграла (14) можно восполь-

зоваться приведенным выше тройным интегралом (9). Достаточно при численном интегрировании умножить его на $\theta(x_0 - \bar{\omega})$, где x_0 вычисляется через k^2 , k_0 и p_{10} по формуле (12).

Очевидно, что условие $x_0 \gg \bar{\omega}$, эквивалентное условию

$$\frac{(m_0^2 + k^2)}{2(-qk) + (pk) + k^2} (m_k - p_{10} - k_0) \gg \bar{\omega}, \quad (15)$$

выступает в качестве "критерия отбора" также и для событий процесса $K \rightarrow \mu \nu_e e^-$. Соответствующий расчет этого распада в области, занятой фоном, был выполнен методом Монте-Карло аналогично тому, как это делалось в [1]. Полученные результаты сведены в таблицу 2.

Таблица 2

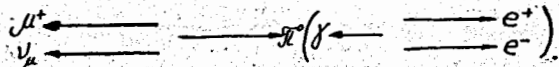
Вероятности процесса $K \rightarrow \mu \nu_e e^-$ и фона (2) в единицах $10^{-5} W_K$ и отношение фон/эффект в зависимости от $\bar{\omega}^{[4]}$.

$\bar{\omega}$ (Мэв)	0	20	30	40	50
Вероятность процесса	1,3	1,3	1,2	1,1	1,0
Вероятность фона при $\Delta = 10$ Мэв и $\bar{\varepsilon} = 0,9$	0,010	0,0097	0,0061	0,0037	0,0024
Отношение фон/эффект (%)	0,76	0,74	0,50	0,33	0,24

Отметим, что вероятность процесса $K \rightarrow \mu \nu_e e^-$ в области, занятой фоном, очень медленно падает с ростом $\bar{\omega}$. Это объясняется доминированием вклада тормозного излучения, которое имеет характерную корреляцию: частицы пары e^+e^- стремятся иметь малые значения $|k^1|$ и k_0 и лететь вдоль импульса мюона. Эти обстоятельства приводят к тому, что вычисленная для них по формуле (12) энергия "гипотетического фотона" оказывается большой. С другой стороны,

^[4] Вероятность процесса и фона приведены при $\bar{\Omega}_\gamma = 4\pi$. Отношение фон/эффект не зависит от $\bar{\Omega}_\gamma$.

большинство настоящих фотонов от каскада (2) находится в области относительно малых энергий. Это объясняется $\mu\nu_e$ -корреляцией в $K_{\mu 3}^+$ -распаде, из-за которой μ^+ и ν_e стремятся лететь параллельно, в направлении, противоположном π^0 -мезону. Далее, поскольку $m_{\nu_e}^2=0$ и e^+e^- также сильно скоррелированы в распаде $K^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$, кинематика каскада, в основном, имеет вид



При такой кинематике γ -квант стремится иметь малую энергию. Поэтому уровень фона относительно эффекта быстро падает с ростом $\bar{\omega}$.

Итак, ситуация с фоном от каскада (2) к процессу $K \rightarrow \mu\nu_e e^+e^-$ не является серьезной даже при $\Delta = 10$ Мэв и $\bar{\epsilon} = 0,9$, — отношение фон/эффект менее 1%.

б) Процесс $K \rightarrow e\nu_e e^+e^-$

В отличие от распада $K \rightarrow \mu\nu_e e^+e^-$, где в области, занятой фоном, доминирует тормозное излучение, в случае этого распада доминируют вклады формфакторов a и b , и измерение в ней представляет значительный интерес (в распаде $K \rightarrow \mu\nu_e e^+e^-$ структурное излучение скапливается лишь при $|k^2| > m_e^2$ [1], т.е. в области, свободной от фона).

Из-за наличия тождественных частиц расчет существенно меняется. У нас есть две возможности вычислить энергию фотона, предполагая, что тот или иной позитрон образуется на первой стадии каскада. При вычислении как вероятности фона, так и вероятности эффекта в области, занятой фоном, простые условия $k_0 \geq \bar{\omega}$ и (15) должны быть заменены следующей, симметризованной относительно импульсов p_1 и p_2 , процедурой отбора:

1). Проверяется соответствие каждого из двух наборов импульсов заряженных частиц $\{p_1 \text{ и } k = p_2 + p_3\}$, а также $\{p_2 \text{ и } k = p_1 + p_3\}$.

кинематике каскада (2). Если оба набора не соответствуют этой кинематике, то событие принадлежит области, свободной от фона.

2). Если лишь один набор удовлетворяет кинематике фонового процесса (2), то для него проверяется неравенство (15), если же оба набора могут быть поставлены в соответствие фоновому каскаду, необходимо требовать выполнения двух неравенств типа (15) с представленными импульсами P_1 и P_2 .

Подобную процедуру отбора событий необходимо будет проводить и при экспериментальном изучении процесса $K \rightarrow e\nu_e e^+e^-$. Заметим, что направление вылета обоих гипотетических фотонов при условии $m_{\nu_e}^2=0$ совпадают.

Вычисление вероятности процесса в области, занятой фоном, соответствующее описанной выше процедуре отбора, легко может быть выполнено с помощью метода Монте-Карло по общим программам, используемым в работе [1]. Для вычисления уровня фона в этом случае уже нельзя использовать интеграл (9), и расчеты выполнялись также методом Монте-Карло. При этом, поскольку требуется удовлетворить условию $m_{\nu_e}^2=0$, разыгрывался четырехчастичный распад, где ν и γ интерпретировались как одна частица с массой, равной нулю. Фазовый объем каскада (2) $d\Gamma_K$ выражается через фазовый объем четырехчастичного распада $d\Gamma_4$ с помощью соотношения

$$d\Gamma_K = d\Gamma_4 \frac{\pi}{4} \frac{1}{|p_z \cdot (q-p_1)|},$$

где p_z — импульс $\nu\gamma$ -системы.

Кроме того, как и в [1], способ разыгрыша звезд в фазовом объеме $d\Gamma_4$ обеспечивал сглаживание неравномерности дифференциальной вероятности, связанной с множителем $1/k^2$.

Программа расчета тройного интеграла (9) использовалась для проверки программы Монте-Карло, для чего в последней описанная

выше процедура отбора заменялась простым условием $\chi_0 \gg \bar{\omega}$, при котором удается вычислить тройной интеграл.

Результаты расчетов для процесса $K \rightarrow e\bar{\nu}_e e^- e^-$ приведены в таблице 3.

Таблица 3

Вероятность процесса $K \rightarrow e\bar{\nu}_e e^- e^-$ и фона (2) в единицах $10^{-8} W_K$ и отношение фон/эффект в зависимости от $\bar{\omega}$ [4]

$\bar{\omega}$ (Мэв)	0	20	30	40	50
Вероятность процесса	15,7	9,9	5,8	3,9	2,8
Вероятность фона при $\Delta = 10$ Мэв и $\bar{\epsilon} = 0,99$	0,95	0,66	0,33	0,18	0,11
Отношение фон/эффект (%)	6,1	6,7	5,7	4,6	4,0

Отметим, что в области, занятой фоном, основной вклад ($\sim 3/4$) дает член A^2 .

Ситуация с фоном к процессу $K \rightarrow e\bar{\nu}_e e^- e^-$ не так благоприятна, как для распада $K \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu e^- e^-$. Это является, в основном, следствием того, что вероятность распада $K \rightarrow e\bar{\nu}_e e^- e^-$ на два порядка меньше. Для подавления фона до уровня нескольких процентов при $\Delta = 10$ Мэв требуется уже 99% эффективность регистрации фотонов.

В отличие от распада $K \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu e^- e^-$ вероятность процесса $K \rightarrow e\bar{\nu}_e e^- e^-$ заметно падает с ростом $\bar{\omega}$, т.к. основной вклад дает структурное излучение, не имеющее характерной для тормозного излучения импульсной корреляции.

В заключение отметим, что наши расчеты носят лишь оценочный характер. При реальной постановке опыта, конечно, потребуется точное моделирование фона с помощью метода Монте-Карло, учитывающее реальную геометрию будущего эксперимента. Созданные программы

могут быть использованы и для таких расчетов.

Авторы выражают благодарность С.М.Коренченко за обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

1. Д.Д.Бардин, Г.В.Мицельмахер, Н.М.Шумейко. Сообщение ОИЯИ, P2-7347, Дубна, 1973.
2. Review of particle properties. Rev. Mod. Phys., 45, No 2, Part 11, 1973.
3. В.Г.Гришин, Г.М.Копылов, М.И.Подгорецкий. ЯФ, 13, III6, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 июля 1973 года.