

УЧРЕЖДЕНИЕ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Г.И. Будкера СО РАН  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН  
(ИЯФ СО РАН)

А.В. Бобров, А.Е. Бондарь

ИЗУЧЕНИЕ ФОНОВЫХ УСЛОВИЙ  
ОТ РАСПАДОВ ПАР  $\tau^- \tau^+$   
ДЛЯ ПОИСКА ПРОЦЕССА  $\tau \rightarrow \mu \gamma$

ИЯФ 2012-1

НОВОСИБИРСК  
2012

**Изучение фоновых условий  
от распадов пар  $\tau^- \tau^+$   
для поиска процесса  $\tau \rightarrow \mu\gamma$**

*А.В. Бобров, А.Е. Бондарь*

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера  
630090, Новосибирск, Россия

**Аннотация**

Монте-Карло исследование фоновых событий от распадов пар  $\tau^- \tau^+$  для поиска распада  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ . Исследование проведено для 3 точек по энергии в системе центра инерции 3.686 ГэВ, 3.77 ГэВ и 4.17 ГэВ, что предполагает проведение эксперимента на Супер  $c - \tau$  фабрике. Предложены критерии отбора для подавления фоновых событий и изучена зависимость фоновый ситуации от параметров детектора. Сформулированы требования к параметрам детектора, необходимые для выполнения поставленной задачи. Супер  $c - \tau$  фабрика может успешно конкурировать в поиске распада  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  с Супер  $B$  фабрикой.

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Предварительные оценки параметров детектора</b>	<b>6</b>
<b>3</b>	<b>Основные источники фона</b>	<b>7</b>
<b>4</b>	<b>Описание моделирования</b>	<b>8</b>
4.1	Моделирование отклика детектора . . . . .	8
<b>5</b>	<b>Изучение распада <math>\tau \rightarrow \mu + \gamma</math> на В и Супер-В фабриках</b>	<b>9</b>
<b>6</b>	<b>Описание моделирования детектора</b>	<b>10</b>
6.1	Моделирование распадов . . . . .	10
<b>7</b>	<b>Прямые фоны</b>	<b>12</b>
<b>8</b>	<b>Комбинаторные фоны</b>	<b>14</b>
8.1	Лептонные распады тагирующего тау . . . . .	15
8.2	Полулептонные распады тагирующего тау . . . . .	17
<b>9</b>	<b>Результаты</b>	<b>19</b>
<b>10</b>	<b>Выводы</b>	<b>22</b>



---

# 1 Введение

В настоящее время в ИЯФ разработан проект Супер  $c - \tau$  фабрики - установка со встречными электрон-позитронными пучками, светимость которой составляет  $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ , а энергия в системе центра масс - от 2 до 5 ГэВ [1]. В качестве детектора рассматривается универсальный  $4\pi$  детектор с магнитным полем. Одной из задач этого проекта будет изучение рождения и распада  $\tau$ -лептона.

Исходя из светимости машины, можно ожидать, что итоговая статистика будет составлять  $2.5 \times 10^{10}$  пар  $\tau^+ \tau^-$ . Основная часть этих событий (около 75%) будет набрана при энергии 3.686 и 3.77 ГэВ (пики  $\psi(2S)$  и  $\psi(3770)$  резонансов соответственно).

Одной из интересных задач в физике  $\tau$ -лептона является поиск распадов с не сохранением лептонного аромата. В качестве примера таких процессов можно привести осцилляции нейтрино (переходы  $\nu_\tau \rightarrow \nu_\mu$  и другие). Подобного рода осцилляции были обнаружены экспериментально. Нужно отметить, что на сегодняшний день процессов, идущих с нарушением лептонного аромата, в секторе заряженных лептонов не обнаружено. Из распадов  $\tau$ , в которых нарушается лептонный аромат, можно привести следующие процессы:  $\tau^- \rightarrow e^- + \gamma$ ,  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$ ,  $\tau^- \rightarrow e^- + e^- + e^+$  и другие. Регистрация таких сигналов позволила бы существенно улучшить понимание Стандартной Модели (СМ) физики элементарных частиц.

Одним из распадов  $\tau$ -лептона, который ведет к нарушению лептонного аромата является  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$ . Данный процесс возможен из-за существования осцилляции нейтрино, Рис. 1. Если считать, что механизм, нарушающий закон сохранения аромата, в кварковом и лептонном секторе одинаков, можно оценить значения парциальных ширин распадов. Из данных по нейтринным осцилляциям на парциальную ширину распада  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  получено ограничение  $< 10^{-50}$  [2]. С точки зрения эксперимента вероятность этого процесса исчезающе мала для экспериментального изучения. Но различные расширения СМ для вероятности распада  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  дают следующие предсказания:  $10^{-8} - 10^{-10}$  [3].

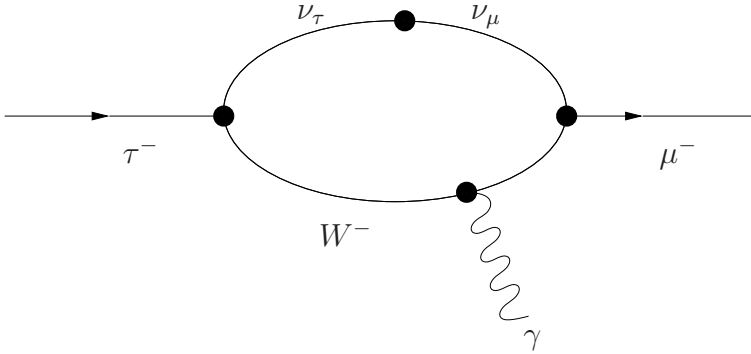


Рис. 1. Распад  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  в СМ, идущий через осцилляции нейтрино.

Нужно отметить, что уже сегодня получено ограничение на парциальную ширину этого распада, оно равно  $4.4 \times 10^{-8}$  [4, 5, 6]. Даже если новое поколение экспериментов не обнаружит сигналов этих распадов, в них будут получены новые верхние пределы на эти процессы. Эта информация позволит улучшить понимание процессов, которые выходят за рамки СМ.

Основной целью этой работы является изучение фонов для процесса  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  при проведении эксперимента на  $c - \tau$  фабрике.

## 2 Предварительные оценки параметров детектора

С учетом особенностей изучаемого процесса следует обратить специальное внимание на следующие характеристики детектора и ускорителя:

- разрешение калориметра по энергии фотона в области 0.5 – 1.6 ГэВ;
- временное разрешение для фотонов;
- эффективность реконструкции  $\pi^0$ , когда один из фотонов очень мягкий (до 3 МэВ);
- эффективность регистрации фотонов и заряженных частиц во всем телесном угле;
- качество  $\pi/\mu$  разделения в области импульсов 0.5 – 1.6 ГэВ/с;
- фонам от ускорителя.

Главная особенность процесса  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  заключается в том, что для его успешного изучения нужен детектор с очень хорошими параметрами всех систем, а именно трековой системы, системы идентификации и калориметра, причем слабость хотя бы одной из систем, делает невозможным успешное изучение процесса. Поэтому с точки зрения поиска оптимального решения по построению детектора, задача изучения фона для  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$  является перспективной. Иными словами, если детектор будет способен удачно подавить фоны для этой задачи, он также будет пригоден и для решения других задач. Поэтому изучаемый распад подходит для оптимизации всего детектора.

Хорошее энергетическое разрешение калориметра даст возможность уменьшить сигнальную область и подавить фоновые процессы. Фотоны, образовавшиеся в разных столкновениях должны разделяться в калориметре. Согласно проекту, время между соседними столкновениями пучков равно 6 нс, поэтому временное разрешение калориметра должно быть меньше этого периода. Высокое качество идентификации частиц будет сокращать оставшиеся фоны если фоновый пион имитирует сигнальный мюон.

Одним из важных параметров детектора, который не существует для данного процесса, являются характеристики ядерного взаимодействия с материалом трековых систем. При изучении  $CP$ -нарушений, в частности при измерении различных зарядовых асимметрий, приходится учитывать эффекты ядерного взаимодействия адронов с веществом детектора. Частицы и античастицы могут иметь разный отклик, что дает вклад в измеренную асимметрию. Для минимизации этих различий материалы подбираются так, чтобы сечения ядерных взаимодействий с материалом детектора были как можно меньше.

### 3 Основные источники фона

Можно выделить следующие наиболее общие источники фона:

- распады  $\tau^+ \tau^-$  пар;
- электродинамические процессы;
- адронный континуум;
- ISR события;
- pile-up процессы;
- фон от ускорителя;

- распады  $D$ -мезонов;
- распады  $\psi(2S)$  резонанса.

Два последних источника можно полностью подавить выбором энергии в системе центра масс. Изучение распадов  $\psi(2S)$  и  $D$  мезонов является одним из пунктов программы  $c$ - $\tau$  фабрики, поэтому их совмещение с изучением  $\tau$ -лептона выглядит идеальным вариантом. Исходя из этого факта, рассмотрение данных фоновых процессов представляет интерес, хотя изучение остальных источников фона, является более приоритетной задачей, поскольку их нельзя устранить выбором энергии в системе центра масс. В этой работе подробно рассмотрен первый источник фона, а именно, фон от процессов одиночного рождения пар  $\tau^+\tau^-$ .

## 4 Описание моделирования

### 4.1 Моделирование отклика детектора

Для моделирования детектора нами использовалось так называемое быстрое моделирование. Это подход позволяет изучить фоновую ситуацию с приемлемой точностью и не требует больших вычислительных мощностей.

В моделировании учитывались следующие эффекты:

- энергетическое разрешение калориметра (причем в качестве функции отклика была выбрана сшивка гаусса и экспоненты);
- координатное разрешение по точке конверсии фотона 1 см;
- телесный угол  $20^\circ < \Theta < 160^\circ$ ;
- порог регистрации по энергии фотона 20 МэВ;
- импульсное разрешение заряженных частиц;
- все частицы регистрируются независимо, эффективность 100%;
- слияние кластеров в калориметре.

Все параметры оставались фиксированными, за исключением энергетического разрешения. При моделировании варьировалось разрешение калориметра  $\frac{\sigma_E}{E} = 1.5\%$  и  $\frac{\sigma_E}{E} = 2.5\%$ . Для параметризации отклика детектора были использованы следующие работы [1, 7].

При этом не моделировались много других эффектов. Например идентификация частиц. В таком приближении основными параметрами детектора, от которых зависит статистика фоновых событий, являются разрешение калориметра и телесный угол, в котором регистрируются фотоны и заряженные частицы.



## 5 Изучение распада $\tau \rightarrow \mu + \gamma$ на В и Супер-В фабриках

Лучший результат по измерению верхнего предела на парциальную ширину получен детектором BaBar  $4.4 \times 10^{-8}$  [4, 5], схожий предел получен на детекторе Belle  $4.5 \times 10^{-8}$  [6].

В работе BaBar приведены следующие количественные данные. Статистика рожденных пар  $\tau^+\tau^-$   $4.8 \times 10^8$ , эффективность к сигнальным событиям  $6.1 \pm 0.5\%$ , количество фоновых событий из моделирования  $3.6 \pm 0.7$ , условия отбора на экспериментальных данных проходят 2 события, Рис. 2. Основным источником фона являются события  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow \gamma\tau^+ + \tau^- \rightarrow \gamma\mu^+\bar{\nu}_\tau\nu_\mu + \tau^-$ . Это так называемые ISR процессы.

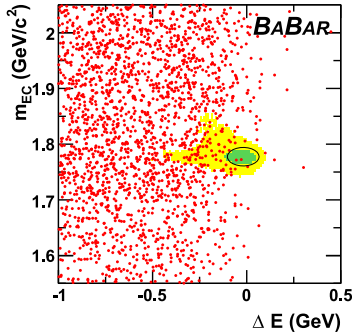


Рис. 2. Распределение для экспериментальных событий из работы [4].

Этот источник фона является неустранимым уже на статистике  $\sim 10^9$  пар. Для новых поколений экспериментов (Супер-В фабрик) суммарная статистика пар будет составлять около  $7 \times 10^{10}$ , а общее количество фоновых событий – 260, эффективность к сигналу 7.3%, планируемый верхний предел  $2.4 \times 10^{-9}$  [8]. Схожие данные можно найти в работе [9]. Из сравнения этих данных, видно что увеличение статистики на 2 порядка, ведет к снижению верхнего предела на 1 порядок. Верхний предел падает как  $N_{\tau^+\tau^-}^{-1/2}$ , это связано с неустранимым характером фона от ISR событий.

Можно показать, что данный фон будет несущественен при проведении эксперимента на Супер  $c-\tau$  фабрике. Если энергия в системе центра инерции меньше  $\frac{4m_\tau}{\sqrt{3}} = 4.1$  ГэВ спектры сигнального и ISR фотонов не

пересекаются. Другие виды ISR процессов (не связанные с рождением пар  $\tau^+\tau^-$ ) нужно изучать отдельно. Поэтому Супер  $c - \tau$  фабрика даже имея меньшую статистику, может успешно конкурировать с Супер-В фабриками.

## 6 Описание моделирования детектора

### 6.1 Моделирование распадов

Для моделирования распадов использован генератор TAUOLA [10]. В случае моделирования прямых фонов (это фоны, когда продукты распада одного из  $\tau$  полностью имитируют распад  $\tau \rightarrow \mu + \gamma$ ) формфактор в генераторе был изменен. Для процесса распада  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  использовалась параметризация формфактора  $F_\pi(m_{\pi^-\pi^0}^2)$  из работы [11], Рис. 3. Если инвариантная масса пары пионов в данном распаде близка к массе  $\tau$ , то один из фотонов, на которые распадается  $\pi^0$ , вместе с  $\pi^-$  может имитировать сигнал. Конечно, при условии, что, в системе идентификации происходит ошибка, и пион определяется как мюон.

При моделировании распада  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$  в генераторе TAUOLA используется квази-двухчастичная модель промежуточного адронного состояния. Параметры этой модели взяты из экспериментальной работы [12]. Она учитывает следующие промежуточные состояния:  $\rho\pi$  в  $S$ -волне,  $\rho\pi$  в  $D$ -волне,  $\rho'\pi$  в  $S$ -волне,  $\rho'\pi$  в  $D$ -волне,  $f_2(1270)\pi$  в  $P$ -волне,  $\sigma(860)\pi$  в  $P$ -волне,  $f_0(1180)\pi$  в  $P$ -волне.

В реакции  $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ , для энергий, близких к порогу рождения, пара  $\tau^+\tau^-$  рождается в  $S$ -волне. Рождение в  $D$ -волне сильно подавлено центробежным барьером. Спины рожденных частиц направлены по направлению спина виртуального фотона. Если ось  $z$  выбрать по направлению движения электрона, по виртуальный фотон будет иметь следующие проекции спина: -1 и 1. Поскольку в моделировании отклика детектора асимметрия вперед-назад отсутствует, первоначальное направление поляризации  $\tau$  лептонов выбиралось произвольно, но оставалось неизменным. Пары  $\tau^+\tau^-$  моделировались 100% поляризованными по оси  $z$ . Это предложение оправдано, поскольку в реакции  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ , при энергии не выше 4.17 ГэВ, модуль проекции спинов пар  $\tau^+\tau^-$  на направление столкновения пар  $e^-e^+$  (в системе центра инерции) всегда превышает 0.986 [13, 14].

Можно заметить, что такой подход дает правильное описание угловых распределений продуктов распада при условии, что один из пучков име-

ет 100% продольную поляризацию. В случае, если степень поляризация меньше, правильное угловое распределение можно получить инверсией оси  $z$  для части событий (эта часть зависит от степени поляризации, для 100% она равна 0). В условиях отбора использованы переменные, которые инвариантны по отношению к инверсии оси  $z$ , хотя в принципе использование не инвариантных относительно инверсии оси  $z$  переменных и информации о поляризации начальных частиц дает дополнительные возможности по подавлению фона.

Для моделирования сигнального распада также использован генератор TAUOLA. Распад  $\tau \rightarrow \mu + \gamma$  является двухчастичным, поэтому энергии частиц в системе  $\tau$  фиксированы. Если не измерять поляризации конечных частиц, то единственной характеристикой, необходимой для моделирования, является угловое распределение. По импульсам всех виртуальных частиц в петле Рис. 1 происходит интегрирование.

Из наиболее общих соображений, а именно Лоренц-инвариантности и калибровочной инвариантности, можно вывести вид функции Лагранжа, описывающей этот распад. Она имеет следующий вид [15]:

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}}(m_\tau A_R \overline{\tau}_R \sigma^{\alpha\beta} \mu_L F_{\alpha\beta} + m_\tau A_L \overline{\tau}_L \sigma^{\alpha\beta} \mu_R F_{\alpha\beta} + h.c.) \quad (1)$$

и параметризуется двумя параметрами  $A_R, A_L$  (если в этом процессе нарушается  $CP$ -инвариантность, то параметров будет 4).  $m_\tau$  – масса  $\tau$ ,  $G_F$  – постоянная Ферми,  $\overline{\tau}_R, \overline{\tau}_L, \mu_R, \mu_L$  правые и левые дираковские спиноры  $\tau$  и  $\mu$ ,  $\sigma^{\alpha\beta} = \frac{i}{2}(\gamma^\alpha \gamma^\beta - \gamma^\beta \gamma^\alpha)$  – коммутатор гамма матриц Дирака,  $F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha \mathcal{A}_\beta - \partial_\beta \mathcal{A}_\alpha$  – тензор электромагнитного поля. Из данной функции Лагранжа следует следующее угловое распределение в системе покоя  $\tau$ :

$$\frac{d\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu\gamma}}{d\cos\theta} = \frac{\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu\gamma}}{2} \{1 + A_{\tau \rightarrow \mu\gamma} P \cos\theta\}, \quad (2)$$

где  $\theta$  – угол между спином начальной частицы и импульсом мюона, парциальная ширина  $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu\gamma}$ ,  $A_{\tau \rightarrow \mu\gamma} = \frac{|A_L|^2 - |A_R|^2}{|A_L|^2 + |A_R|^2}$  параметр асимметрии углового распределения,  $P$  – степень поляризации  $\tau$ . Это угловое распределение очень похоже на распределение распада  $\tau \rightarrow \pi\nu$ . Для его моделирования можно использовать генератор TAUOLA с заменой массы пиона на массу мюона. Для моделирования разных  $A_{\tau \rightarrow \mu\gamma}$ , нужно в правильной пропорции смешивать события при поляризациях тау (который распадается в  $\mu + \gamma$ ) по оси  $z$  и против. Например, если  $A_{\tau \rightarrow \mu\gamma} = 0$ , нужно взять половину событий с поляризацией по оси  $z$ , а другую половину против (легко понять, что распределение будет изотропным). При

вариации параметра  $A_{\tau \rightarrow \mu \gamma}$  от  $-1$  до  $1$  было установлено, что эффективность к сигнальным событиям слабо зависит от асимметрии углового распределения.

Кроме того, частичная ширина распада  $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu \gamma} \propto |A_L|^2 + |A_R|^2$ . Для извлечения обоих параметров взаимодействия необходимо определить частичную ширину и параметр асимметрии. Наличие продольной поляризации одного из пучков значительно упрощает задачу измерения параметра асимметрии [14].

Распады  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  не моделировались.

Было проведено моделирование фона для трех точек по энергии: 3.686 ГэВ, 3.77 ГэВ, 4.17 ГэВ. Все данные пересчитаны на полную статистику  $3.2 \times 10^{10}$  пар  $\tau^+ \tau^-$  (в каждой точке по энергии) и частичную ширину  $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu \gamma} = 10^{-9}$ .

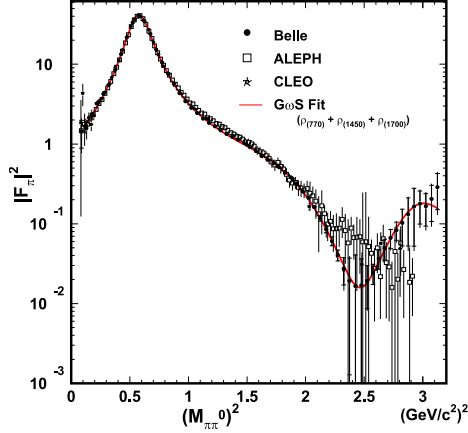


Рис. 3. Формфактор  $|F_\pi(m_{\pi^-\pi^0}^2)|^2$ .

## 7 Прямые фоны

Прямые фоны возникают от продуктов распада одного из тау, которые полностью имитируют распад  $\tau \rightarrow \mu + \gamma$ .

Только два распада могут давать вклад в такой тип фона. Это  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu$  и  $\tau^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau$ . Последний имитирует фон в случае, если происходит ошибка идентификации. Первый распад не дает фона. Данный фон не вносит ограничений на размер сигнальной области. Даже её значительное увеличение не ведет к появлению фоновых

событий. Сигнальная область определялась следующим образом. Удобно ввести следующие параметры:  $\Delta E = E_b - E_\mu - \omega$ ,  $m_{bc} = \sqrt{E_b^2 - (\vec{p}_\mu + \vec{k})^2}$ ,  $m_{vis} = \sqrt{(E_\mu + \omega)^2 - (\vec{p}_\mu + \vec{k})^2}$ ; где  $E_b$  – энергия частиц в пучке,  $E_\mu$  – энергия мюона,  $\omega$  – энергия фотона,  $\vec{p}_\mu$  – импульс мюона,  $\vec{k}$  – импульс фотона. Условия отбора на эти характеристики:  $\Delta E_+ > \Delta E > \Delta E_-$ ,  $\Delta m_{bc}^+ > m_{bc} - m_\tau > \Delta m_{bc}^-$ ,  $\Delta m_{vis}^+ > m_{vis} - m_\tau > \Delta m_{vis}^-$ . Значения параметров обрезания приведены в таблице 1. Первый распад не дает ни одного события на статистике около  $1.3 \times 10^{10}$  пар  $\tau^+ \tau^-$ . Это означает, что формально верхний предел фона для статистики  $3.2 \times 10^{10}$  пар около 6 событий.

Таблица 1. Параметры для отбора сигнала.

$\sqrt{s}, \frac{\sigma_E}{E} = 1.5\%$	$\Delta E_+$ , МэВ	$\Delta E_-$ , МэВ	$\Delta m_{bc}^+$ , МэВ	$\Delta m_{bc}^-$ , МэВ	$\Delta m_{vis}^+$ , МэВ	$\Delta m_{vis}^-$ , МэВ
3.686 ГэВ	45	-25	5	-7	45	-25
3.77 ГэВ	45	-25	8	-9	45	-25
4.17 ГэВ	50	-30	13	-12	50	-30
$\sqrt{s}, \frac{\sigma_E}{E} = 2.5\%$						
3.686 ГэВ	50	-30	8	-9	50	-30
3.77 ГэВ	55	-35	11	-12	55	-35
4.17 ГэВ	60	-40	18	-17	60	-40

Для второго распада ситуация значительно хуже. Были получены следующие значения фона, см. таблицу 2.

Таблица 2. Количество фоновых событий для процесса  $\tau^- \rightarrow \rho^- + \nu_\tau \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau$ .

$\sqrt{s}$	$\frac{\sigma_E}{E} = 1.5\%$	$\frac{\sigma_E}{E} = 2.5\%$
3.686 ГэВ	$90.0 \pm 6.7$	$415.0 \pm 14.4$
3.77 ГэВ	$95.5 \pm 6.9$	$570.0 \pm 16.9$
4.17 ГэВ	$122.0 \pm 7.8$	$607.5 \pm 17.4$

Этот источник фона не зависит от моды распада несигнального  $\tau\mu$ . Условиями отбора, в которых используются энергия нейтрино и инвариантная масса, этот фон подавить невозможно в отличие от комбинаторного. Фактически существует только две возможности уменьшить этот

фон: использование систем идентификации частиц, а также изменение сигнальной области. Последний подход позволяет несколько сократить фон, вместе с уменьшением эффективности. Поэтому для данного эксперимента требуется система идентификации, способная разделять пионы и мюоны в области импульсов от 0.5 до 1.6 ГэВ/с.

## 8 Комбинаторные фоны

Это - фоновые процессы, при которых фотон рождается из распада одного  $\tau$ , а частица, имитирующая мюон, из распада второго. Такие фоны зависят от моды распада второго  $\tau$ . Поэтому их рассмотрение целесообразно рассматривать в зависимости от каналов распада второго  $\tau$ -лептона, Рис. 4.

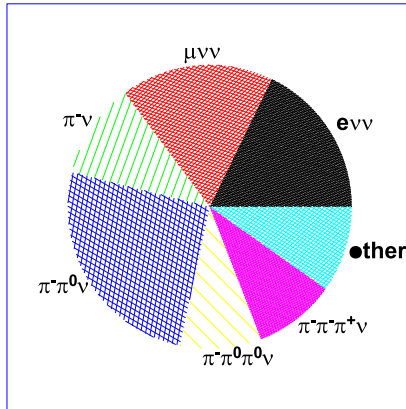


Рис. 4. Каналы распада  $\tau$ -лептона.

Остальные моды распада несигнального  $\tau$  (с каонами или 4 и более пи-мезонами) не представляют большого интереса. Они имеют относительно малые парциальные ширины (сумма всех парциальных ширин этих распадов дает 9.8%), кроме того высокая множественность частиц в этих распадах делает их малоэффективными с точки зрения увеличения чувствительности. Многочастичные распады также усложняют подавление фоновых событий.

Мы не рассматривали комбинаторные фоны, которые имитируют распады несигнального  $\tau$  в  $\pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  и  $\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$  (выбор заряда сигнального и несигнального  $\tau$  условен). В этом случае один из начальных  $\tau$  должен распасться в систему из 4 пионов или  $K_s$  и 2 пиона, а один

из  $\pi^0$  должен имитировать фотон. Оставшаяся адронная система имеет инвариантную массу, близкую к  $a_1(1260)$  (как в распаде тау на 3 пиона и нейтрино). Если считать, что масса системы 4 пионов равна массе тау, то фон может возникать только в небольшой части сигнальной области, где энергия фотона от распада  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  минимальна.

## 8.1 Лептонные распады тагирующего тау

Лептонными распадами  $\tau$  называются следующие превращения:  $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ ,  $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ . Рассмотрим отдельно первый и второй канал.

В первом канале фоновый сигнал может имитироваться следующими процессами  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + e^- \gamma \nu_\tau \bar{\nu}_e$ ,  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + e^- \gamma \nu_\tau \bar{\nu}_e$ . В первом случае идентификация частиц не позволяет сократить фон, поскольку сигнальный мюон имитируется фоновым. Данный источник фоновых процессов нужно сократить другими методами.

Удачным параметром является масса отдачи системы фотон+электрон. Для фона она начинается с области от  $m_\tau$  и выше, для сигнала – распределение более широкое, Рис. 5. Из рисунка видно, что спектры сигнала и фона имеют общую область. По мере увеличения энергии или(и) разрешения калориметра область пересечения растет. Данный источник фона нельзя устранить другими способами, например идентификацией, а его сокращение до приемлемого уровня требует уменьшения параметра обрезания  $m_{\mu\nu\bar{\nu}}^2 < 3.4 \div 4.0 \text{ ГэВ}^2$ . Как следствие, эффективность отборов сигнальных событий (при наличии комбинаторных фонов) уменьшается при увеличении энергии и разрешения калориметра, см. таблицу 10. Верхний предел для фона в этом канале 2.3 события. Также нужно отметить, что форма распределения по этому параметру зависит от  $A_{\tau \rightarrow \mu\gamma}$ . При вариации асимметрии от  $-1$  до  $1$  эффективность к сигналу варьируется незначительно.

Второй фоновый процесс не менее удачно сокращается с помощью этого же условия отбора практически до 0. Но еще его может эффективно уменьшить система идентификации.

Во втором лептонном распаде тагирующего тау сигнал имитируют следующие процессы:  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \mu^- \gamma \nu_\tau \bar{\nu}_e$ ,  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \mu^- \gamma \nu_\tau \bar{\nu}_e$ ,  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  и  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ .

Для первых двух процессов ситуация аналогична предыдущему случаю. Более того, уровень фона на Рис. 6 (рисунок приведен для тех же условий) несколько ниже, чем для канала с  $e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$ . хотя параметры обрезания примерно такие же:  $m_{\mu\nu\bar{\nu}}^2 < 3.8 \div 4 \text{ ГэВ}^2$ ,

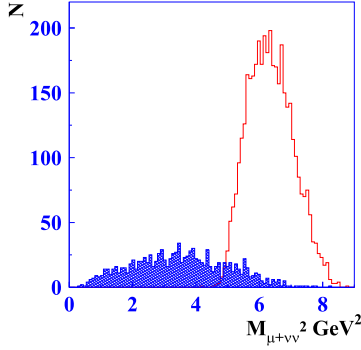


Рис. 5. Распределение по квадрату инвариантной массы  $\mu^+ + \nu_\tau + \bar{\nu}_e$ , штрихованная гистограмма – сигнал, белая – фон (не в масштабе).

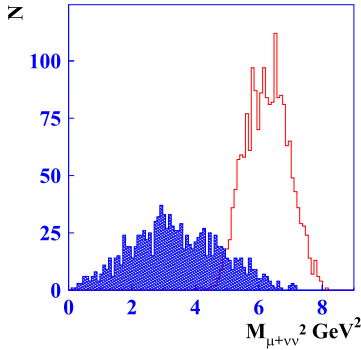


Рис. 6. Распределение по квадрату инвариантной массы  $\mu^+ + \nu_\tau + \bar{\nu}_e$ , штрихованная гистограмма – сигнал, белая – фон (не в масштабе).

Третий источник фона уменьшить полностью не удастся. Если оставить все условия отбора, которые уменьшают до 0 количество фоновых событий от первых двух процессов, остается число фоновых событий, показанное в таблице 3. Для фона с малой статистикой ( $<21$ ) приведены 68% доверительные интервалы в соответствии с работой [16], при большем количестве фоновых событий используется интервал, который определяется через дисперсию  $[\bar{x} - \sqrt{\bar{x}^2 - \bar{x}^2}, \bar{x} + \sqrt{\bar{x}^2 - \bar{x}^2}]$ .



Таблица 3. Количество фоновых событий для процесса  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ .

$\sqrt{s}$	$\frac{\sigma_E}{E} = 1.5\%$	$\frac{\sigma_E}{E} = 2.5\%$
3.686 ГэВ	$4.0^{+3.9}_{-2.2}$	$9.3^{+5.0}_{-3.4}$
3.77 ГэВ	$14.6^{+5.9}_{-4.3}$	$29 \pm 6$
4.17 ГэВ	$50 \pm 8$	$32 \pm 7$

У четвертого процесса тоже остается некоторое число фоновых событий, таблица 4. Для того чтобы он имитировал сигнал, необходима двойная ошибка идентификации. С учетом количества событий, можно утверждать, что данный источник фона будет полностью сокращен системой идентификации.

Таблица 4. Количество фоновых событий для процесса  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ .

$\sqrt{s}$	$\frac{\sigma_E}{E} = 1.5\%$	$\frac{\sigma_E}{E} = 2.5\%$
3.686 ГэВ	$<20$	$17^{+22}_{-11}$
3.77 ГэВ	$8^{+20}_{-7}$	$<20$
4.17 ГэВ	$<20$	$25^{+25}_{-14}$

## 8.2 Полулептонные распады тагирующего тау

Комбинаторные фоны существенны для следующих полулептонных каналов:  $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ ,  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ .

Для первой моды фоновые комбинации следующие:  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  и  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ . Если второй тау распадается полулептонно, то в процессе рождается только одно нейтрино. Поэтому масса отдачи системы мюон+фотон+адрон(ы) равна 0. Кроме того, распределение по потерянной энергии имеет ограниченную область, что тоже целесообразно использовать при выделении сигнала.

Этот момент дает преимущество полулептонным распадам второго тау с точки зрения подавления других фонов, которые не связаны с рождением пар  $\tau^+ \tau^-$ .

Наложение условия на массу отдачи системы адрон(ы)+фотон ( $h^- \gamma$ ) позволяет существенно уменьшить фон. Для энергий 3.686 и 3.77 ГэВ

обрезание на массу отдачи системы адрон(ы)+фотон можно не использовать. Для данной моды параметр обрезания принимал следующие значения  $m_{\mu\nu}^2 < 3.5 \div 4.0 \text{ ГэВ}^2$ .

Количество фоновых событий приведено в таблицах 5, 6.

Таблица 5. Количество фоновых событий для процесса  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ .

$\sqrt{s}$	$\frac{\sigma_E}{E} = 1.5\%$	$\frac{\sigma_E}{E} = 2.5\%$
3.686 ГэВ	$1.6^{+1.0}_{-0.6}$	$4.20^{+1.30}_{-1.05}$
3.77 ГэВ	$3.3^{+1.4}_{-1.0}$	$6.7 \pm 1.3$
4.17 ГэВ с условием на массу отдачи $h^- \gamma$	$3.3^{+2.3}_{-1.5}$	$8.75^{+3.15}_{-2.35}$

Таблица 6. Количество фоновых событий для процесса  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ .

$\sqrt{s}$	$\frac{\sigma_E}{E} = 1.5\%$	$\frac{\sigma_E}{E} = 2.5\%$
3.686 ГэВ	$5.9^{+3.2}_{-2.2}$	$17^{+5}_{-4}$
3.77 ГэВ	$45 \pm 6$	$110 \pm 10$
4.17 ГэВ с условием на массу отдачи $h^- \gamma$	$3.4^{+2.7}_{-1.6}$	$1.7^{+2.2}_{-1.1}$

При распаде тагирующего тау на  $\pi^- \pi^0 \nu_\tau$  сигнал может имитироваться следующими процессами  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$  и  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ .

Без условий отбора на массу отдачи системы адрон(ы)+фотон количество фоновых событий становится неприемлемо большим (фактически оно сравнивается и даже превышает сигнал для  $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu \gamma} \sim 3 \div 10 \times 10^{-9}$ ). После применения условия отбора на массу отдачи системы адроны+фотон, см. Рис. 7, остается количество фоновых событий, приведенное в таблицах 7,8. Для процесса, когда пион имитирует мюон, см. таблицу 8, можно считать, что наличие идентификации поможет подавить фон.

В отличии от предыдущих мод распада несигнального  $\tau$  параметр обрезания был несколько меньше  $m_{\mu\nu}^2 < 2.7 \div 3.5 \text{ ГэВ}^2$ .

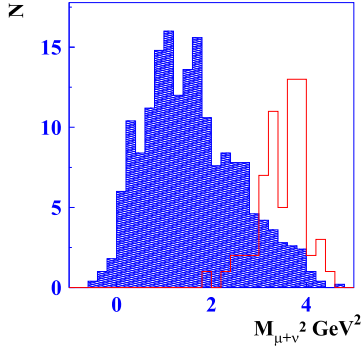


Рис. 7. Распределение по квадрату инвариантной массы  $\mu^+ + \nu_\tau$ , штрихованная гистограмма – сигнал, белая – фон (не в масштабе).

Таблица 7. Количество фоновых событий для процесса  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu + \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ .

$\sqrt{s}$	$\frac{\sigma_E}{E} = 1.5\%$	$\frac{\sigma_E}{E} = 2.5\%$
3.686 ГэВ с условием на массу отдачи $h^- \gamma$	$5.0^{+1.7}_{-1.3}$	$5.4^{+1.7}_{-1.3}$
3.77 ГэВ с условием на массу отдачи $h^- \gamma$	$6.1 \pm 1.3$	$7 \pm 1.5$
4.17 ГэВ с условием на массу отдачи $h^- \gamma$	$9.0 \pm 1.9$	$8.0^{+3.4}_{-2.5}$

Таблица 8. Количество фоновых событий для процесса  $\tau^+ + \tau^- \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau + \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ .

$\sqrt{s}$	$\frac{\sigma_E}{E} = 1.5\%$	$\frac{\sigma_E}{E} = 2.5\%$
3.686 ГэВ с условием на массу отдачи $h^- \gamma$	$1.2^{+1.6}_{-0.8}$	$4.9^{+2.4}_{-1.7}$
3.77 ГэВ с условием на массу отдачи $h^- \gamma$	$4.3^{+2.3}_{-1.6}$	$1.5^{+1.6}_{-0.8}$
4.17 ГэВ с условием на массу отдачи $h^- \gamma$	$2.5^{+1.9}_{-1.2}$	$7.3^{+2.8}_{-2.1}$

## 9 Результаты

Если провести полное суммирование всех каналов распада второго тау, то итоговая статистика фоновых событий (для процессов, когда  $\pi^-$  имитирует  $\mu^-$ ) в зависимости от канала распада второго тау будет следующей, см. таблицу 9.

Кроме того, остается небольшое число событий от комбинаторных фонов для каналов распада  $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$  и  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ , в которых фоновый мюон имитирует сигнальный, см. таблицу 10. Их можно еще уменьшить

(в 1.5 – 2 раза), накладывая более жесткие требования для определения сигнальной области. Более детальное рассмотрение этих процессов в дан-

Таблица 9. Количество фоновых событий в случае, когда пион имитирует мюон (для  $N_{\tau^+\tau^-} = 3.2 \times 10^{10}$ ).

$\sqrt{s}, \frac{\sigma_E}{E} = 1.5\%$	$e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$	$\mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$	$\pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$\pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$
3.686 ГэВ	$16 \pm 1$	$20_{-2.6}^{-4.3}$	$14.6_{-2.2}^{+3.2}$	$21_{-1.7}^{+2.2}$	$7.5 \pm 0.5$	$7.5 \pm 0.5$
3.77 ГэВ	$17 \pm 1$	$30_{-4}^{+6}$	$54 \pm 6$	$26 \pm 3$	$8 \pm 0.5$	$8 \pm 0.5$
4.17 ГэВ	$22 \pm 8$	$70 \pm 8$	$15.6_{-1.8}^{+2.8}$	$32 \pm 3$	$10.5 \pm 3$	$10.5 \pm 3$
$\sqrt{s}, \frac{\sigma_E}{E} = 2.5\%$						
3.686 ГэВ	$74 \pm 2.5$	$82_{-5.0}^{+5.5}$	$58_{-4}^{+5}$	$100_{-3.2}^{+3.8}$	$35 \pm 1$	$35 \pm 1$
3.77 ГэВ	$101 \pm 7$	$127 \pm 7$	$164 \pm 10$	$127 \pm 4$	$46 \pm 3$	$46 \pm 3$
4.17 ГэВ	$108 \pm 8$	$138 \pm 7$	$62_{-1.8}^{+2.7}$	$147_{-4}^{+5}$	$51 \pm 3$	$51 \pm 3$

Таблица 10. Количество фоновых событий в случае, когда фоновый мюон имитирует сигнальный мюон (для  $N_{\tau^+\tau^-} = 3.2 \times 10^{10}$ ).

$\sqrt{s}, \frac{\sigma_E}{E} = 1.5\%$	$\pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$
3.686 ГэВ	$1.6_{-0.6}^{+1.0}$	$5.0_{-1.3}^{+1.7}$
3.77 ГэВ	$3.3_{-1.0}^{+1.4}$	$6.1 \pm 1.3$
4.17 ГэВ	$3.3_{-1.5}^{+2.3}$	$9.0 \pm 1.9$
$\sqrt{s}, \frac{\sigma_E}{E} = 2.5\%$		
3.686 ГэВ	$4.2_{-1.1}^{+1.30}$	$5.4_{-1.3}^{+1.7}$
3.77 ГэВ	$6.7 \pm 1.3$	$7 \pm 1.5$
4.17 ГэВ	$8.75_{-2.35}^{+3.15}$	$8.0_{-2.5}^{+3.4}$

Таблица 11. Количество сигнальных событий (для  $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu \gamma} = 10^{-9}$  и  $N_{\tau^+\tau^-} = 3.2 \times 10^{10}$ ).

$\sqrt{s}, \frac{\sigma_E}{E} = 1.5\%$	$e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$	$\mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$	$\pi^- \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$\pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$
3.686 ГэВ	4.7	4.5	4.3	9.3	3.0	2.6
3.77 ГэВ	4.3	4.3	4.3	8.7	3.1	2.6
4.17 ГэВ	2.6	2.7	3.1	6.8	3.0	2.4
$\sqrt{s}, \frac{\sigma_E}{E} = 2.5\%$						
3.686 ГэВ	4	4.3	4	6.7	3.1	2.5
3.77 ГэВ	3	3.3	4.1	6.7	3.0	2.4
4.17 ГэВ	2.2	2.7	2.7	5.2	2.9	2.6

ный момент представляется излишним ввиду неполного моделирования отклика детектора и отсутствия моделирования других (кроме рождения пары  $\tau^+\tau^-$ ) процессов. Но уже сейчас можно сказать, что ключевым будет отбор по инвариантной массе системы мюон нейтрино или по сходным параметрам.

Из рисунка 8 видно, что скорость счета слабо меняется с изменением энергии, хотя в пике  $\psi(2S)$  она примерно в 2 раза выше. Это происходит из-за возрастания сечения рождения пар  $\tau^+\tau^-$  в области  $\psi(2S)$  резонанса. Парциальная ширина распада  $\psi(2S) \rightarrow \tau^+\tau^-$  равна  $3 \times 10^{-3}$ . На данный момент преждевременно говорить о возможности полного подавления фонов от распадов этого резонанса, они требуют более детального изучения. Скорее всего возможность использования статистики, набранной в пике  $\psi(2S)$  резонанса, будет зависеть от уровня  $\pi/\mu$  разделения (в диапазоне импульсов от 650 до 1150 МэВ/с) и фона от pile-up процессов. Это процессы наложения событий от двух и более независимых процессов  $e^+e^-$  взаимодействий за одно столкновение пучков.

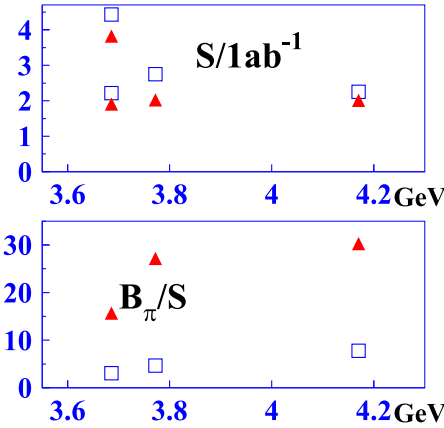


Рис. 8. Количество сигнальных событий (при  $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu \gamma} = 10^{-9}$ ) на интеграл светимости  $1 \text{ ab}^{-1}$  (проект ускорителя предполагает незначительную зависимость светимости  $\mathcal{L}$  от энергии), и соотношение фон сигнал для пионов; квадраты – разрешение 2.5% треугольники – 1.5%.

Соотношение сигнал-фон ухудшается с ростом энергии. Увеличение энергии от 3.686 до 3.77 ГэВ уменьшает соотношение сигнал-фон примерно в 1.6 раза. Эффективность при переходе от 3.686 к 3.77 ГэВ меняется слабо, а от 3.77 до 4.17 ГэВ падает примерно на треть,

см. таблицу 11. Если не принимать во внимание другие источники фона, ситуация с фоном от  $\tau^+\tau^-$  является благоприятной в широком диапазоне энергий. Поскольку большая часть статистики будет набрана в точках 3.686 и 3.77 ГэВ, её эффективное использование не вызывает сомнений. Вопрос об использовании статистики, набранной выше 3.77 ГэВ, зависит от нескольких параметров. Во-первых, принципиальным вопросом является  $\pi/\mu$  разделение при импульсах выше 1.25 ГэВ/с. В таком подходе придется "сшивать" две системы идентификации, пробегную (которая начинает работать при высоких импульсах) и систему идентификации, основанную на фокусирующем аэрогеле [1]. Во-вторых, суммарный интеграл светимости, набранной выше 3.77 ГэВ, будет примерно в 2 раза меньше, чем на 3.77 ГэВ. Кроме того, в этом диапазоне предполагается изменение энергии в широких пределах. Это будет представлять определенные трудности.

Изменение энергетического разрешения калориметра от 2.5% до 1.5% дает четырехкратное падение соотношения сигнал-фон. Хорошее разрешение может существенно сократить фоны от распадов пар тау-лептонов.

Если провести суммирование всех каналов распада несигнального тау при наборе статистики согласно работе [1] (а именно  $1.5 \text{ ab}^{-1}$  при 3.686 ГэВ,  $3.5 \text{ ab}^{-1}$  при 3.77 ГэВ и  $2.0 \text{ ab}^{-1}$  при 4.17 ГэВ) при  $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow \mu\gamma} = 10^{-9}$ , получается следующее количество событий: фон от пионов  $102.2_{-3.5}^{+4.1}$ , фон от мюонов  $7.3_{-0.8}^{+1.0}$ , сигнал  $20 \pm 3$ . Условия отбора, для подавления фона от мюонов не оптимизировались. Данные приведены для разрешения калориметра 1.5%.

## 10 Выводы

Для изучения процесса  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  фон от событий  $\tau^+\tau^-$  не будет представлять принципиальных трудностей до уровня парциальных ширин  $10^{-9}$  при наличии системы идентификации. Необходимый уровень  $\pi/\mu$  подавления 1 к 40.

Подобного рода исследование необходимо провести и для оставшихся источников фона, которые указаны в 3 параграфе. Эти исследования дадут возможность сформулировать необходимые и достаточные требования на параметры детектора. Неустранимые выбором энергии в системе центра масс источники фона представляется более опасными, чем остальные. Кроме того, моделировать фон от ускорителя на необходимом уровне точности не представляется возможным. Его изучение и уменьшение до приемлемого уровня возможно только на работающем ускорителе.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность С. И. Эйдельману, Е. А. Кравченко, С. А. Кононову, Д. А. Епифанову за обсуждение и интерес к работе. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки, РФФИ.

## Список литературы

- [1] Super charm tau factory. - Conceptail design report (2011).
- [2] S.M. Bilenkii, S.T. Petcov and B. Pontecorvo. // Phys. Lett. **B67** (1977) 309; T.P. Cheng and L. Li. // Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1908; W.J. Marciano and A.I. Sanda. // Phys. Lett. **B67** (1977) 303; B.W. Lee, S. Pakvasa, R.E. Shrock and H. Sugawara. // Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 937 [Erratum-ibid. 38 (1977) 937].
- [3] J.A. Casas A. Ibarra. // Nucl. Phys. **B618**(2001) 171.
- [4] B. Aubert, et al. // Phys. Rev. Lett. **95**, (2008) 041802.
- [5] B. Aubert, et al. Phys. Rev. Lett. **104**,(2010) 021802.
- [6] K. Hayasaka, et al. Phys. Lett. **B666**: (2008) 16.
- [7] The Belle Detector. The Belle collaboration. - KEK Progress Report 2000-4 H December (2000).
- [8] SuperB Progress Reports – Physics. SuperB Collaboration [arXiv:1008.1541].
- [9] Physics at Super B Factory. KEK Report 2009-12 [arXiv:1002.5012v1].
- [10] N. Davidson, G. Nanava, T. Przedzinski, E. Richter-Was, Z. Was. Universal Interface of TAUOLA Technical and Physics Documentation [arXiv:1002.0543v1].
- [11] M. Fujikawa, et al. // Phys. Rev. **D78** (2008) 072006.
- [12] D. Asner, et al. (CLEO Collaboration). // Phys. Rev. **D61**, (2000).
- [13] Y.S. Tsai. // Phys. Rev. **D 4**, (1971) 2821.
- [14] Y.S. Tsai. // Phys. Rev. **D 51**, (1995) 3172.
- [15] Ken-ichi Okumura [arXiv:hep-ph/0004025].
- [16] V.H. Regener. // Phys. Rev. **84**, (1951) 161.

*А.В. Бобров, А.Е. Бондарь*

**Изучение фоновых условий  
от распадов пар  $\tau^- \tau^+$   
для поиска процесса  $\tau \rightarrow \mu\gamma$**

*А.В. Бобров, А.Е. Бондарь*

*A.V. Bobrov, A.E. Bondar*

**Background from  $\tau$  decays in a search for  $\tau^- \rightarrow \mu\gamma$**

ИЯФ 2012-1

Ответственный за выпуск А.В. Васильев  
Работа поступила 19.01.2012 г.

---

Сдано в набор 20.01.2012 г.

Подписано в печать 20.01.2012 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1.2 уч.-изд.л.

Тираж 85 экз. Бесплатно. Заказ № 1

---

Обработано на РС и отпечатано на  
ротапринте ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН  
*Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*