

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Моделирование взаимодействия тау-нейтрино в эмульсионном трековом детектореА. М. Анохина^{1,a}, В. И. Галкин¹, Т. А. Джатдоев¹, В. В. Никитина^{2,b}, Т. М. Роганова²¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики космоса. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.E-mail: ^aanokhanna@rambler.ru, ^bworld746@yandex.ru

Статья поступила 07.07.2009, подписана в печать 11.08.2009

В работе описано моделирование процесса взаимодействия тау-нейтрино ν_τ с веществом в эмульсионном трековом детекторе с помощью пакета GEANT4. Цель работы — генерация искусственных событий, получение на их основе оценок точности восстановления геометрических параметров (координат вершин, прицельных параметров, углов излома трека) и распределений этих параметров, используемых в критериях отбора эксперимента OPERA.

Ключевые слова: осцилляции нейтрино, взаимодействия нейтрино с веществом.

УДК: 539.12. PACS: 13.15.+g, 02.70.-с.

Введение

Одной из задач физики элементарных частиц и астрофизики является проблема обнаружения массы нейтрино. Измерение массы нейтрино возможно при исследовании нейтринных осцилляций, впервые теоретически рассмотренных Б.М. Понтекорво [1]. Нейтринные осцилляции представляют собой полное или частичное изменение аромата движущегося в вакууме или веществе нейтринного пучка. Наблюдение нейтринных осцилляций возможно, если нейтрино имеют массу и реализуется гипотеза смешивания, тогда регистрируемые ν_e , ν_μ , ν_τ являются суперпозицией трех состояний ν_1 , ν_2 , ν_3 : $\nu_l = \sum_{m=1}^3 U_{lm}\nu_m$. Для задачи вакуумных осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ матрица смешивания имеет следующий вид:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где θ_{23} — угол смешивания.

Угол смешивания, точнее, $\sin^2 2\theta_{23}$ наряду с другим параметром осцилляции, Δm^2 , определяется методом χ^2 при анализе вероятностей $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ наблюдения осцилляций в пучке нейтрино с энергией E на расстоянии L и сопоставлением с данными моделирования [2]:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right), \quad (2)$$

где $\Delta m^2 = m_3^2 - m_2^2$.

Начиная с 1957 г. проводится множество различных экспериментов по поиску нейтринных осцилляций: Minos [3], SuperKamioKande [4], OPERA [5] и др. Эксперимент OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus) — проект по прямому наблюдению эффекта осцилляций нейтрино с использованием эмульсионного детектора. Главной целью

OPERA, как и других экспериментов по обнаружению осцилляций нейтрино, является определение параметров $\sin^2 2\theta_{23}$ и Δm^2 , которые могут быть оценены по количеству зарегистрированных таонов [5].

Проект эксперимента OPERA был предложен в 2000 г. С помощью ускорителя SPS, расположенного в CERN, создается пучок ν_μ (в пучке имеется примесь $\sim 1\%$ ν_e) и направляется на детектор, находящийся на расстоянии $L = 732$ км от CERN в подземной лаборатории Gran Sasso. Главный элемент детектора — эмульсионные пластины, в которых исследуются события, связанные с первичными взаимодействиями нейтрино, в том числе, вероятно, и таонных нейтрино, появление которых вызвано эффектом осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Основной элемент детектора — эмульсионный блок, состоящий из 57 эмульсионных пластин, чередующихся с 56 свинцовыми пластинами. Толщина свинцовой пластины составляет 1000 мкм, пластиковой основы — 205 мкм, эмульсионной — 44 мкм. Размер блока составляет $127 \times 102 \times 75.4$ мм, масса — 8.3 кг.

В эксперименте OPERA рассматриваются следующие основные каналы взаимодействий нейтрино с веществом детектора:

- взаимодействие ν_μ посредством заряженного тока ($\sim 73\%$ событий) $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X$;
- взаимодействие нейтрино посредством нейтрального тока ($\sim 25\%$ событий) $\nu_l N \rightarrow \nu_l X$;
- взаимодействие ν_e посредством заряженного тока ($< 1\%$ событий) $\nu_e N \rightarrow e^- X$;
- взаимодействия с образованием чармированных частиц ($< 1\%$ событий)

$$\nu_\mu N \rightarrow c\mu X, \quad \nu_\mu N \rightarrow c\bar{c}\mu X, \quad \nu_\mu N \rightarrow c\bar{c}\nu_\mu X;$$

- взаимодействие посредством заряженного тока $\nu_\tau N \rightarrow \tau^- X$.

Основной целью проекта OPERA является выделение редких событий последнего типа, свидетельствующего

ших о существовании осцилляций. События с участием таонного нейтрино предполагается выделять на фоне остальных по характерному излому трека, соответствующему распаду короткоживущего таона (время жизни $2.9 \cdot 10^{-13}$ с).

1. Постановка задачи

В настоящей работе рассматривается задача моделирования взаимодействия тау-нейтрино в эмульсионном трековом детекторе с учетом одного типа взаимодействия — взаимодействия ν_τ с рождением таона и частиц адронного кластера.

Рассмотрение взаимодействия нейтрино с веществом эмульсионного детектора сводилось к розыгрышу взаимодействия ν_τ в свинцовой пластине и прослеживанию треков вторичных частиц в эмульсионных слоях. Дальнейшая работа была направлена на восстановление геометрии разыгранных событий (треков и вершин) и получение оценки точности этого восстановления. При моделировании использовался комплекс программ GEANT4 [6], дополненный процедурами розыгрыша процесса взаимодействия нейтрино с веществом, написанными на языке C++. Характеристики таона и продуктов распада адронного кластера передавались GEANT4, а результаты их прослеживания (следы заряженных частиц в эмульсии) обрабатывались процедурами восстановления геометрии.

2. Моделирование характеристик взаимодействия тау-нейтрино с веществом

Процедура розыгрыша взаимодействия ν_τ через заряженный ток с рождением τ^- построена на основе следующего процесса взаимодействия нейтрино с нуклоном (нейтроном): $\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + (p + \pi^+ + \pi^-)$. При этом была зафиксирована множественность частиц кластера, равная трем.

Для описания лептон-нуклонного взаимодействия используются следующие кинематические переменные:

- $s = \frac{Q^2}{xy} + M^2$ — квадрат полной энергии в системе центра масс;
- $\nu = E - E'$ — полная энергия, уносимая конечными адронами в результате взаимодействия, E — энергия налетающего лептона (ν_τ), E' — энергия вторичного лептона (τ^-);
- $Q^2 = 2(E - E' - kk') - m_l^2 - m_{l'}^2$ — квадрат переданного 4-импульса (k, k' — 4-импульсы налетающего ν_τ и вылетающего τ лептонов соответственно), $m_l, m_{l'}$ — массы лептонов в начальном (ν_τ) и конечном (τ) состояниях соответственно;
- $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ — доля импульса нуклона мишени (в данном случае нейтрона), которую несет структурный кварк;
- $y = \frac{\nu}{E}$ — доля энергии, уносимая конечными адронами.

В дальнейшем производился переход от величин x и y к компонентам импульса вторичных частиц (π), при этом учитывались кинематические ограничения на область допустимых значений x и y [7].

Для описания процесса взаимодействия ν_τ с веществом использовалось выражение для сечения [8]

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2(s - M^2)}{2\pi} \frac{M_w^4}{(Q^2 + M_w^2)^2} \times \left\{ \left[1 - y - \frac{M^2 xy}{s - M^2} \right] F_2(x) + \frac{y^2}{2} 2xF_1(x) - \left(y - \frac{y^2}{2} \right) xF_3(x) \right\},$$

где $G_F = 1.4 \cdot 10^{-43}$ эрг·см³ — константа Ферми; $M = 939.57$ МэВ/с² — масса нейтрона, с которым взаимодействует ν_τ ; $M_w = 80.4$ ГэВ/с² — масса W-бозона.

Расчет проводился для трех значений энергии: 10, 17 и 25 ГэВ. Структурные функции нуклонов $F_1(x)$, $F_2(x)$, $F_3(x)$ связаны следующими соотношениями [9]:

$$F_2(x) = C(1 - x)^4, \quad F_1(x) = \frac{F_2}{2x}, \quad F_3(x) = \frac{F_2}{x},$$

где C — константа, не зависящая от x .

Для получения параметров тау-лептона и частиц адронного кластера необходимо разыграть величины x и y , характеризующие данное взаимодействие ν_τ с веществом. Для реализации розыгрыша применялся метод обратных функций [10].

В результате розыгрыша был получен набор случайных величин x и y , входящих в формулу (2), характеризующих взаимодействие ν_τ с веществом эмульсионного блока и используемых для вычисления значений импульсов и энергий вторичных частиц (τ , p , π^+ , π^-). Сравнение исходной плотности вероятности с полученным распределением случайных величин x и y показало хорошее согласие между ними.

3. Восстановление точки взаимодействия ν_τ и вершины распада τ^-

В пакете GEANT4 была создана модель эмульсионного блока, подобного эмульсионному блоку эксперимента OPERA.

Полученные параметры взаимодействия (импульс, энергия, координаты точек рождения таона и частиц адронного кластера) передавались пакету GEANT4, с помощью которого осуществляется прослеживание треков частиц адронного кластера по объему детектора и моделирование распада тау-лептона.

Для восстановления координат вершины взаимодействия ν_τ с веществом использовались треки частиц адронного кластера (p , π^+ , π^-).

Каналы распада таона, рассматриваемые в GEANT4:

$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau,$	17.36%,
$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau,$	17.84%,
$\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau,$	11.06%,
$\tau^- \rightarrow \pi^0 + \pi^- + \nu_\tau,$	25.41%,
$\tau^- \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^- + \nu_\tau,$	9.17%,
$\tau^- \rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+ + \nu_\tau,$	9.46%.

Для восстановления координат точки распада таона была рассмотрена мода с рождением трех пионов (π^-, π^-, π^+). В этом случае имеется три трека заряженных адронов кластера, что позволяет наилучшим образом восстановить вершину взаимодействия.

Пренебрегая эффектом многократного рассеяния, треки вторичных частиц можно описать прямыми, задаваемыми уравнениями

$$\frac{x - x_0}{l} = \frac{y - y_0}{m} = \frac{z - z_0}{n}. \quad (3)$$

С помощью метода наименьших квадратов [11] выполняется аппроксимация точек трека прямой линией путем минимизации функционала S :

$$S = \sum_j^N ((x_j - x_{0j})^2 + (y_j - y_{0j})^2 + (z_j - z_{0j})^2).$$

Здесь (x_j, y_j, z_j) , $j = 1, \dots, N$, — координаты каждой из N точек трека частицы в эмульсии; x_{0j} , y_{0j} , z_{0j} — координаты точек, принадлежащих искомой прямой (3), величина S равна сумме квадратов расстояний от точек трека до аппроксимирующей прямой.

После этого определяется координата вершины взаимодействия ν_τ или точки распада таона путем вычисления минимального расстояния между треками.

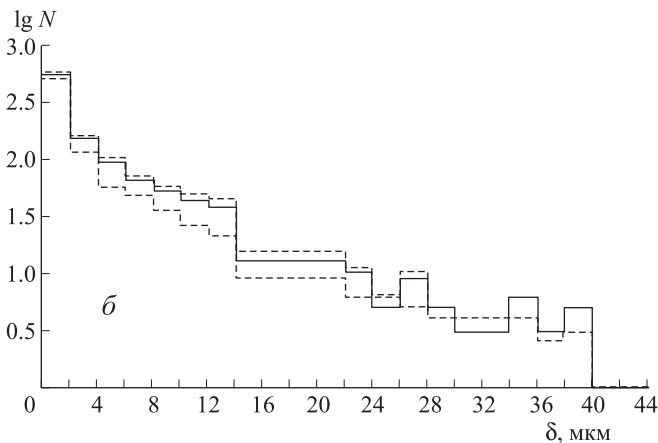
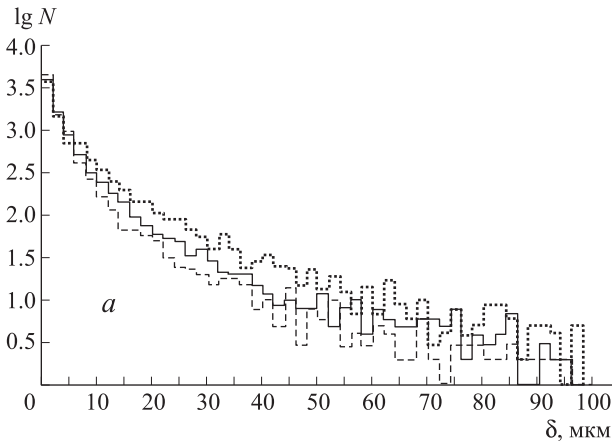


Рис. 1. Распределение точности восстановления вершины взаимодействия тау-нейтрино с веществом (а) и точности восстановления точки распада тау-лептона (б) при разных энергиях нейтрино. Пунктирная кривая — 10 ГэВ, сплошная — 17 ГэВ, штриховая — 25 ГэВ. Среднее значение точности δ для указанных значений энергии составляет 10, 8 и 7 мкм соответственно (см. формулу (4)). Среднеквадратичное отклонение $\sigma = 11, 9$ и 8 мкм (см. формулу (5)).

Точность восстановления для одного события определяется выражением

$$\delta_i = \sqrt{(x_{A_i} - x_{B_i})^2 + (y_{A_i} - y_{B_i})^2 + (z_{A_i} - z_{B_i})^2},$$

где x_{A_i} , y_{A_i} , z_{A_i} — координаты точки взаимодействия или точки распада, полученные в ходе выполнения процедур восстановления вершины; x_{B_i} , y_{B_i} , z_{B_i} — соответствующие «истинные» координаты полученные при моделировании. Средняя точность восстановления по всем событиям определялась по формуле

$$\Delta = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta_i \quad (4)$$

со среднеквадратичным отклонением

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\delta_i - \Delta)^2}. \quad (5)$$

Распределения событий по точности восстановления вершины взаимодействия ν_τ и точки распада таона для трех энергий ν_τ (10, 17, 25 ГэВ) представлены на рис. 1. Соответствующие средние точности восстановления вершин взаимодействия составляют 10, 8 и 7 мкм ($\sigma = 11, 9$ и 8 мкм). Для всех энергий средние значения и среднеквадратичные отклонения распределений в рассмотренном энергетическом интервале не превышают 10 мкм. Таким образом, можно говорить о том, что разработанный алгоритм позволяет восстанавливать координаты вершины взаимодействия ν_τ или точки распада таона с хорошей точностью.

4. Вычисление прицельного параметра (IP) и угла излома трека (kink)

В эксперименте OPERA распады таона подразделяются на «короткие» и «длинные» (рис. 2). Короткий распад происходит в той же свинцовой пластине, в которой произошло первичное взаимодействие, длинный — в одном из последующих слоев детектора (эмульсии, подложке, свинце). С точки зрения обработки треков и восстановления вершин взаимодействия в случае «короткого» распада трека таона в эмульсии не наблюдается, в случае «длинного» распада можно использовать информацию о треке таона и в большинстве случаев фиксировать точку распада таона (точку излома). В первом случае отбор события происходит по прицельному параметру (IP, impact parameter). Значение прицельного параметра ограничено длиной распада таона $L = ct_0\gamma$, где c — скорость света, t_0 — среднее время жизни таона, γ — лоренц-фактор. Признаком длинного распада, характеризующего рождение и распад таона, является наличие угла излома трека θ_{kink} , лежащего в пределах от 20 до 500 мрад. Для определения IP трека в случае «короткого» распада необходимо восстановить точку взаимодействия ν_τ с веществом детектора $P_0(x_0, y_0, z_0)$ по трекам адронного кластера и получить аппроксимацию трека вторичного лептона $\frac{x-x_1}{l} = \frac{y-y_1}{m} = \frac{z-z_1}{n}$, где x_1 , y_1 , z_1 — координаты первой видимой в эмульсии точки трека; l , m , n — направляющие векторы прямой, аппроксимирующей трек.

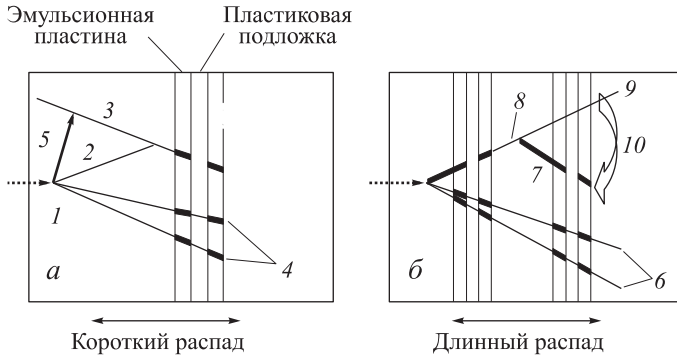


Рис. 2. Короткий (а) и длинный (б) распады тау-лептона: 1 — точка взаимодействия тау-нейтрино с веществом (первая свинцовая пластина); 2 — трек тау-лептона; 3, 7 — трек вторичного лептона (e^- , μ^-); 4 — треки частиц адронного кластера; 5 — прицельный параметр; 6 — трек частиц адронного кластера; 8 — точка распада тау-лептона (точка излома трека); 9 — продолжение трека тау-лептона; 10 — угол излома трека θ_{kink}

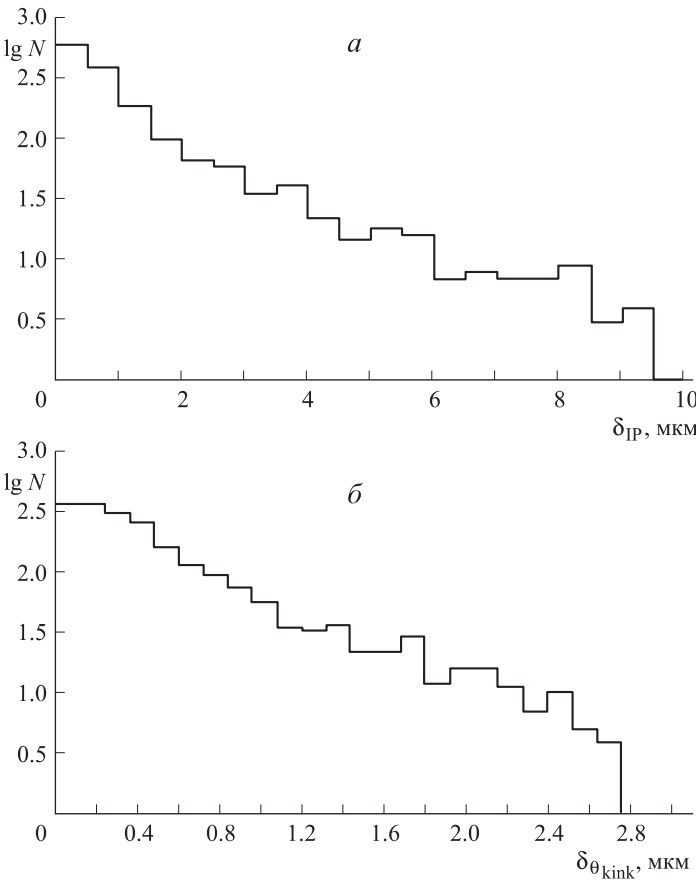


Рис. 3. Распределение точности определения прицельного параметра (IP) (а) и угла излома трека (θ_{kink}) (б) для энергии 17 ГэВ

Выражение для расстояния IP между точкой $P_0(x_0, x_0, x_0)$ и прямой в соответствии с [12]

$$IP = \left\{ \left[\begin{matrix} m & n \\ y_1 - y_0 & z_1 - z_0 \end{matrix} \right]^2 + \left[\begin{matrix} n & l \\ z_1 - z_0 & x_1 - x_0 \end{matrix} \right]^2 + \right.$$

$$\left. + \left[\begin{matrix} l & m \\ x_1 - x_0 & y_1 - y_0 \end{matrix} \right]^2 \right\}^{1/2} (l^2 + m^2 + n^2)^{-1/2}.$$

Для оценки точности процедуры восстановления прицельного параметра было проведено сопоставление значений прицельных параметров IP, определенных путем восстановления треков, с «истинными» IP', полученными в ходе моделирования. На рис. 3, а представлено распределение событий с $E_\nu = 25$ ГэВ по $\delta_{IP} = |IP - IP'|$. Средние значения $\delta_{IP} = 1.5$ мкм ($\sigma_{IP} = 1.8$ мкм) по 1500 событиям.

Для определения угла излома трека в случае «длинного» распада необходимо получить аппроксимацию трека вторичного лептона и трека таона.

Угол между треком таона и треком вторичного лептона вычисляется по формуле [12]

$$\cos \theta_{\text{kink}} = \frac{l_\tau l_e + m_\tau m_e + n_\tau n_e}{\sqrt{l_\tau^2 + m_\tau^2 + n_\tau^2} \sqrt{l_e^2 + m_e^2 + n_e^2}},$$

где l_τ, m_τ, n_τ — направляющие векторы трека тау-лептона; l_e, m_e, n_e — направляющие векторы трека электрона (мюона). Аналогично тому, как это было сделано для прицельного параметра, проведено сопоставление углов излома θ_{kink} , определенных по восстановленным трекам, и их «истинных» θ'_{kink} значений. На рис. 3, б представлено распределение событий с $E_\nu = 25$ ГэВ

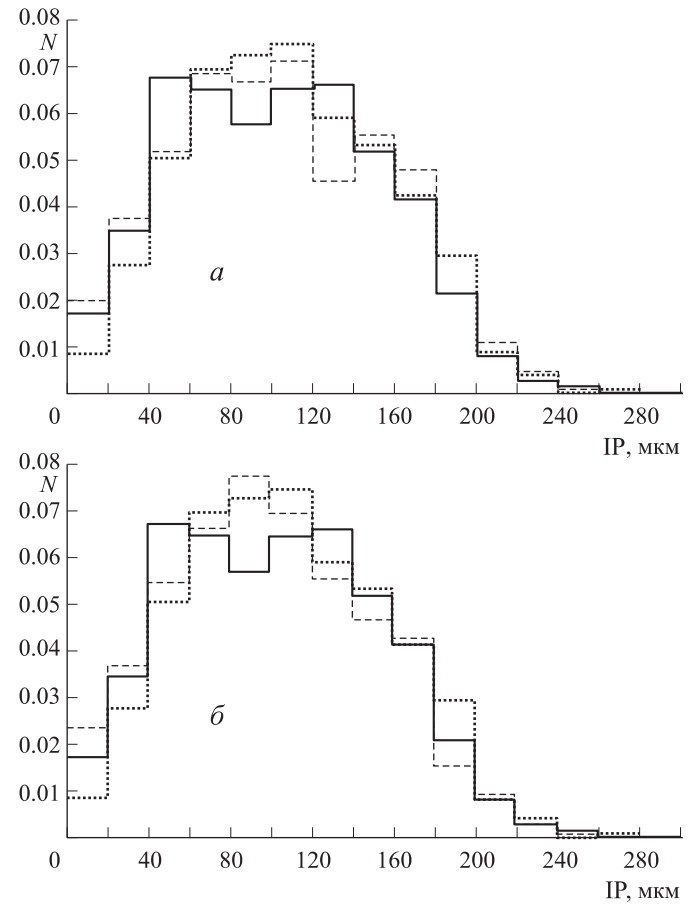


Рис. 4. Нормированное распределение прицельного параметра (IP) для каналов $\tau^- \rightarrow e^-$ (а) и $\tau^- \rightarrow \mu^-$ (б). Пунктирная кривая — 10 ГэВ, сплошная — 17 ГэВ, штриховая — 25 ГэВ

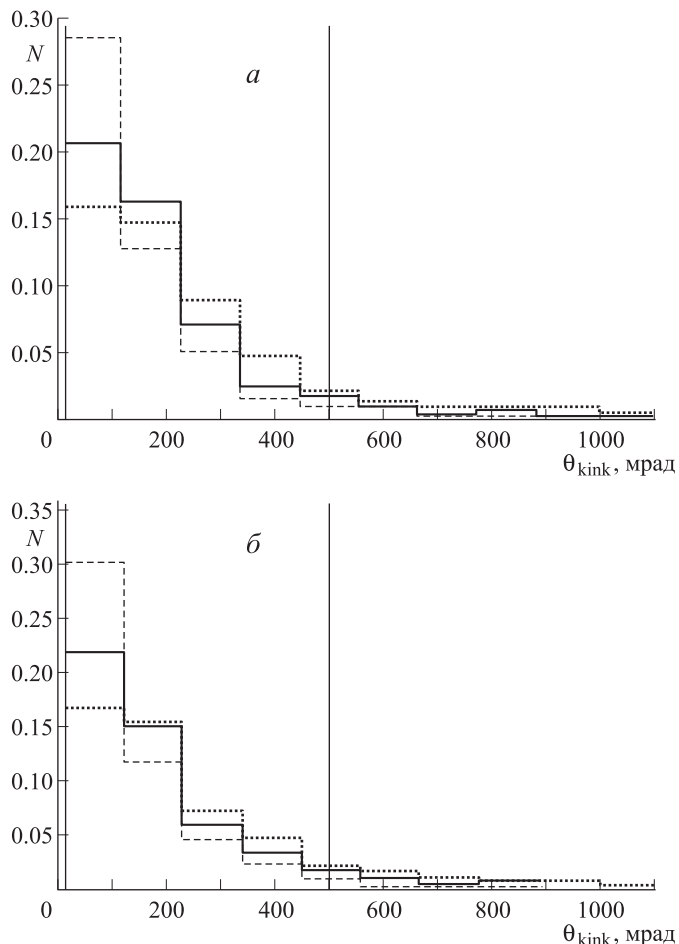


Рис. 5. Нормированное распределение угла излома трека (θ_{kink}) для каналов $\tau^- \rightarrow e^-$ (а) и $\tau^- \rightarrow \mu^-$ (б). Пунктирная кривая — 10 ГэВ, сплошная — 17 ГэВ, штриховая — 25 ГэВ. Вертикальными линиями отмечены границы значений угла излома трека, рассматриваемые в эксперименте OPERA

по $\delta\theta_{\text{kink}} = |\theta_{\text{kink}} - \theta'_{\text{kink}}|$. Средние значения точности $\delta\theta_{\text{kink}}$ и $\sigma\theta_{\text{kink}}$ этих величин не превышают 2 мрад для 1500 событий.

Таким образом, используемые в настоящей работе процедуры определения прицельного параметра и угла излома трека дают хорошую точность и могут быть использованы для анализа экспериментальных событий. На рис. 4 и 5 для трех значений энергии первичного нейтрино (10, 17, 25 ГэВ) представлены распределения прицельного параметра и угла излома трека. Из рисунков видно, что значения прицельного параметра не превышают длины пробега таона, а значительная часть значений ($\sim 75\%$) углов излома трека для двух каналов распада таона лежит в границах, рассматриваемых в эксперименте OPERA. Средние значения и среднеквадратичные отклонения распределений прицельного параметра для каналов с рождением e^- и μ^- не превышают 100 мкм. Соответствующие характеристики распределений угла излома трека ограничены значением 230 мрад. Анализ рис. 4 и 5 указывает на слабую зависимость распределений значений прицельного па-

раметра и угла излома трека от энергии первичного нейтрино и канала распада тау-лептона.

Заключение

В ходе выполненной работы были разработаны процедуры розыгрыша взаимодействия ν_τ с рождением таона, восстановления треков и координат вершин взаимодействия и распада ν_τ , а также проведены оценки величины угла излома трека и прицельного параметра. Для 9000 событий найдены ошибки восстановления вершины взаимодействия ν_τ с веществом эмульсионного блока. Для 1000 событий получена точность восстановления точки распада таона по каналу с рождением трех пионов.

С помощью вновь созданного программного обеспечения получены распределения характеристик распада таона: угла излома трека для «длинных распадов» и прицельного параметра для «коротких распадов». Полученные распределения не зависят от первичной энергии нейтрино и от рассмотренного канала распада таона. Распределения угла излома трека хорошо согласуются с критериями отбора событий, принятыми в проекте OPERA. Это позволяет использовать созданные процедуры для анализа реальных данных эксперимента OPERA.

В заключение отметим, что в настоящей работе впервые было произведено вычисление распределений ошибок оценки геометрических параметров событий (см. рис. 3). Учет формы этих распределений важен для дискриминации фоновых событий с топологией, близкой к описанной выше. Кроме того, работа по моделированию производилась с использованием пакета GEANT4, в то время как сотрудниками коллаборации OPERA используется более старая версия пакета GEANT — GEANT3.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 08-02-91005-ЦЕРНа) и агентства по науке и инновациям (госконтракт 02.740.11.5092).

Список литературы

1. Pontecorvo B. // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1958. **34**. P. 870.
2. Рябов В.А. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2003. **34**, № 5, С. 1255.
3. NuMI, MINOS collaboration // hep-ex/0605058. 2006.
4. Fukuda Y., Hayakawa T., Ichihara E. et al. (Super-Kamiokande collaboration) // Phys. Rev. Lett. 1998. **81**. P. 1562.
5. Guler M., Serin-Zeyrek M., Tolun P. et al. (OPERA collaboration) // Experimental Proposal. 2000. CERN-SPSC-2000-028.
6. GEANT4 User's Guide for Application Developers. 2007.
7. Наумов Д.В., Любушкин В.В. Фейнмановские диаграммы для экспериментаторов. М., 2006.
8. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М., 1990.
9. Kretzer S., Reno M. // Phys. Rev. D. 2002. **66**. P. 113007.
10. Соболев И.М. Численные методы Монте-Карло. М., 1973.
11. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы. М., 1991.
12. Выгодский М.Я. Справочник по элементарной математике. М., 1962.

Simulation of tau-neutrino interaction in emulsion tracking detector**A. M. Anokhina^{1,a}, V. I. Galkin¹, T. A. Dzhatdov¹, V. V. Nikitina^{2,b}, T. M. Roganova²**¹*Department of Space Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia.*²*D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (MSU SINP). M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia.**E-mail: ^aanokhanna@rambler.ru, ^bworld746@yandex.ru*

The GEANT4-based model of tau-neutrino interaction process with target in emulsion tracking detector is presented. The aim of the work is artificial events sample generation, and, basing on the sample, estimation of geometrical parameters reconstruction uncertainties, such as coordinates of vertex, impact parameters and kink angle of the track, and also calculation of distributions of the parameters, which are utilized in OPERA experiment events selection criteria.

Keywords: neutrino oscillation, neutrino-matter interactions.

PACS: 13.15.+g, 02.70.-c.

*Received 7 July 2009.*English version: *Moscow University Physics Bulletin* 6(2009).**Сведения об авторах**

1. Анохина Анна Михайловна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-36-82, e-mail: anokhanna@rambler.ru.
2. Галкин Владимир Игоревич — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-36-82, e-mail: v_i_galkin@rambler.ru.
3. Джатдоев Тимур Ахматович — аспирант, программист; тел.: (495) 939-36-82, e-mail: timur1606@rambler.ru.
4. Никитина Виктория Владимировна — программист; тел.: (495) 939-36-82, e-mail: world746@yandex.ru.
5. Роганова Татьяна Михайловна — докт. физ.-мат. наук, зав. лабораторией; тел.: (495) 939-36-82, e-mail: rogatm@yandex.ru.