

95-422



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P10-95-422

Ю.А.Нефёдов

ПРОГРАММА ВОССТАНОВЛЕНИЯ  
ИМПУЛЬСА МЮОНА  
В НЕЙТРИННОМ ДЕТЕКТОРЕ ИФВЭ—ОИЯИ\*

---

\*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (93-02-3998)

1995

## Введение

Определение параметров мюона, образовавшегося в нейтринном взаимодействии, — важный элемент в кинематической реконструкции изучаемого события. Описываемая ниже программа DMUON позволяет определить заряд мюона (мюон или антимюон) и осуществляет восстановление его импульса и угла вылета в вершине события на основе информации о прохождении трека через магнитную систему нейтринного детектора. Конструкция, геометрические размеры и характеристики детектора подробно описаны в работах [1, 2]. Алгоритм восстановления основан на обобщенном методе наименьших квадратов и уже применялся в [3] для определения импульса мюона в мюонном спектрометре. Программа DMUON производит фитирование всего трека целиком, что позволяет восстанавливать импульс как для треков, проходящих через мюонный спектрометр, так и для треков, проходящих через магнитную оболочку мишенной части детектора.

## Алгоритм

Исходными данными для программы DMUON является информация о треке мюона. В нейтринном детекторе ИФВЭ-ОИЯИ определение координат треков заряженных частиц производится с помощью системы дрейфовых камер. Каждая плоскость дрейфовых камер позволяет регистрировать проекцию отрезка трека (стринг) на плоскость X или Y. Определение импульса мюона основано на приближении теоретической траектории движения частицы в магнитном поле к распознанному треку с учетом рассеивающих свойств среды и точностных характеристик дрейфовых камер.

Естественной отправной точкой для построения алгоритма фитирования является уравнение Лоренца, описывающее движение частицы с зарядом  $e$  в магнитном поле  $\vec{B}$ , которое в системе СГС имеет вид

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{e}{c} [\vec{V} \times \vec{B}], \quad (1)$$

где  $\vec{P}, \vec{V}$  — импульс и скорость частицы,  $c$  — скорость света. Уравнение для траектории частицы легко получается переходом в уравнении (1) от дифференцирования по времени к дифференцированию по одной из пространственных координат, а именно к  $z$ -координате, поскольку ось  $Z$  направлена вдоль оси детектора. Записывая уравнение (1) по компонентам и используя обычные обозначения для дифференцирования ( $\frac{dx}{dz} = x'$  и т.п.), получим систему уравнений:

$$Px'' = \frac{e}{c} \sqrt{1 + x'^2 + y'^2} [y'B_z - (1 + x'^2)B_y + x'y'B_x], \quad (2)$$

$$Py'' = \frac{e}{c} \sqrt{1 + x'^2 + y'^2} [(1 + y'^2)B_x - x'B_z - x'y'B_y].$$

Для учета ионизационных потерь, возникающих при движении мюона в веществе, введем функцию энергетических потерь  $E(P, z)$ , которая описывает уменьшение импульса мюона  $P(z) = P_0 - E(P, z)$ . С учетом введенной функции решение системы уравнений (2) представимо в виде

$$x = x_0 + x'_0 \cdot z + P_0 \cdot \int_0^z \int_{v=0}^{v=u} F(v) dv du, \quad (3)$$

$$y = y_0 + y'_0 \cdot z + P_0 \cdot \int_0^z \int_{v=0}^{v=u} G(v) dv du,$$

где

$$F(z) = \frac{\frac{e}{c} \sqrt{1 + x'^2 + y'^2} [y'B_z - (1 + x'^2)B_y + x'y'B_x]}{1 - P_0 \cdot E(P, z)},$$

$$G(z) = \frac{\frac{e}{c} \sqrt{1 + x'^2 + y'^2} [(1 + y'^2)B_x - x'B_z - x'y'B_y]}{1 - P_0 \cdot E(P, z)}.$$

Подставляя в формулы (3) координаты стрингов, принадлежащих треку, получим переопределенную систему уравнений, позволяющую определить параметры трека  $\vec{R}^T = (x_0, y_0, x'_0, y'_0, P_0)$  в вершине события<sup>1</sup>. Так как параметры системы (3) так же зависят от  $\vec{R}$ ,

<sup>1</sup>Заметим, что коэффициент при  $P_0$  будет отличен от нуля, только если трек проходит через магнитные элементы детектора.

нахождение решения связано с итерационной процедурой. При этом начальную оценку  $x_0, y_0, x'_0, y'_0$  можно получить, аппроксимируя проекции трека, например, квадратичными сплайнами <sup>2</sup>, а импульс  $P_0$  – оценивая по длине пробега мюона в веществе детектора. Текущее значение  $\vec{R}$  вычисляется в результате решения переопределенной системы уравнений (3) методом наименьших квадратов [4]. Система нормальных уравнений имеет вид

$$[\mathbf{A}^T \mathbf{D}^{-1} \mathbf{A}] \vec{R} = \mathbf{A}^T \mathbf{D}^{-1} \vec{V}, \quad (4)$$

где  $\mathbf{A}$  – структурная матрица, соответствующая системе (3),  $\mathbf{A}^T$  обозначает транспонированную матрицу,  $\mathbf{D}$  – ковариационная матрица для вектора измерений  $\vec{V}^T = (\vec{X}^T, \vec{Y}^T)$ . Найденное значение  $\vec{R}$  используется для уточнения  $F(z)$  и  $G(z)$ , после чего выполняется следующая итерация — и т.д. до достижения необходимой точности определения  $\vec{R}$ .

В данном подходе эффект многократного рассеяния при движении мюона в веществе учитывается заданием ковариационной матрицы измерений  $\mathbf{D}$ . Для среды, состоящей из чередующихся рассеивающих слоев (магниты, поглотители и т.п.),  $\mathbf{D}$  вычислялась во многих работах [3, 5]. В программе был использован следующий вид матрицы:

$$D(x_i, x_j) = \sum_{k=1}^{\min(i,j)} \frac{a_k^2}{P_k^2} \Delta S_k (L_{ki} L_{kj} + \frac{1}{2} (L_{ki} + L_{kj}) \Delta S_k + \frac{1}{3} \Delta S_k^2) + \delta_{ij} D^*. \quad (5)$$

Здесь  $\Delta S_k$  – толщина  $k$ -го рассеивающего слоя;  $P_k$  – импульс мюона в  $k$ -м слое;  $a_k = 14,8 \text{ МэВ} / \sqrt{L_{\text{рад},k}}$ , где  $L_{\text{рад},k}$  – радиационная длина  $k$ -го слоя;  $L_{ki}$  – расстояние от  $k$ -го рассеивающего слоя до  $i$ -го;  $D^*$  – дисперсия измерительной погрешности дрейфовых камер. Матрица  $D(y_i, y_j)$  записывается аналогично, а матрицей  $D(x_i, y_j)$  можно пренебречь [3].

<sup>2</sup> Алгоритм построения сплайнов описан в приложении А.

## Особенности программной реализации

Программа DMUON реализована в виде отдельного модуля программы GRAND [2], предназначенной для off-line обработки данных с нейтринного детектора. Опираясь на данные о найденных треках (банк JGTRAC) и предполагая, что трек образован мюоном, программа DMUON находит импульс мюона в вершине и заполняет банк JGMOM <sup>3</sup>. Если трек не входит в вершину события, то импульс находится в точке, где появился первый стринг этого трека.

В программе имеются переменные, задаваемые с помощью FFREAD-карт [6], позволяющие контролировать итерационный процесс определения импульса мюона. Значение переменной, задаваемой с помощью директивы DMUE, определяет относительную точность изменения  $P_0$  во время итераций. Если на очередном шаге полученное значение импульса отличается от предыдущего значения  $P_0$  менее, чем в DMUE раз, то процесс итераций прекращается. По умолчанию значение DMUE выбрано 0,05. Еще одна переменная, влияющая на процесс завершения итераций, задается директивой DMUI. Значение DMUI определяет максимальное число итераций. Если предыдущий критерий не срабатывает, то после DMUI итераций программа прекращает итерационный процесс. Как показал численный эксперимент, полученные при этом значения  $P_0$  имеют большую ошибку. Эти события относятся программой к событиям с невозстановленным импульсом. По умолчанию значение DMUI выбрано равным 10. Необходимо отметить, что количество итераций существенно влияет на общее время работы программы и при необходимости значение DMUI может быть уменьшено ценой потери части событий. На рис.1 приведена гистограмма, показывающая распределение по числу выполненных программой итераций при обработке смоделированных событий. Значения DMUE и DMUI выбирались по умолчанию. Ноль итераций на рис.1 соответствует событиям, импульс которых определен только по длине пробега мюона в веществе, а события, итерационный процесс для которых не сошелся за 10 итераций, попадают в бин, соответствующий 11 итерациям.

<sup>3</sup> Структура COMMON-блоков, используемых внутри программы DMUON, приведена в приложении В.

Для контроля за ходом выполнения программы предусмотрено включение отладочной печати с помощью директивы DMUP. По умолчанию значение DMUP равно нулю, что соответствует отсутствию отладочной печати. Увеличение этой переменной приводит к появлению сообщений о ходе выполнения программы с возрастающей степенью подробности.

## Точность восстановления импульса мюона

Работа программы DMUON анализировалась на основе обработки событий, которые были смоделированы с помощью программы CATAS [7]. Для того чтобы исключить из рассмотрения влияние адронного ливня, разыгрывались только квазиупругие события. Моделирование осуществлялось для стандартной геометрии нейтринного детектора [1], и вершина взаимодействия разыгрывалась внутри мишени части детектора в эффективном объеме  $2,6 \times 2,6 \times 25,5 \text{ м}^3$ . Всего было разыграно 10000 событий. Обработка производилась программой GRAND [2] с включенным в нее модулем DMUON. Для преобразования смоделированного нейтринного взаимодействия в физический отклик приборов использовался модуль PSTRIN [8].

Эффективность работы программы характеризуется двумя параметрами: эффективностью определения заряда мюона и точностью восстановления импульса мюона. При моделировании разыгрывались лишь нейтринные взаимодействия и, соответственно, моделировались треки  $\mu^-$ -мюонов. Поэтому события с восстановленным зарядом мюона +1 относятся к событиям с неправильно восстановленным зарядом мюона, и эффективность определения заряда мюона задается отношением  $\varepsilon = \frac{N_{\mu^+}}{N_{\Sigma}}$ , где  $N_{\mu^+}$  – количество найденных  $\mu^+$ -мюонов, а  $N_{\Sigma}$  – полное число восстановленных программой мюонов. Значение  $\varepsilon$  можно уменьшить введением обрезания по длине пробега мюона в намагниченном железе детектора  $L_{Fe}^{cut}$ . Зависимость величины  $\varepsilon$  от  $L_{Fe}^{cut}$  показана на рис.2. Величина бина на рис.2 выбрана 11 см, что немного больше толщины железной рамы в магнитной оболочке детектора и соответствует половине толщины магнита в мюон-

ном спектрометре [9]. Некоторое увеличение  $\varepsilon$  при больших значениях  $L_{Fe}^{cut}$  связано со значительным падением полного числа мюонов, удовлетворяющих данному критерию, что хорошо видно из рис.3, где приведена зависимость  $N_{\Sigma}$  от  $L_{Fe}^{cut}$ .

Точность восстановления импульса мюона удобно оценивать отношением  $\delta P = \frac{P_0 - P_{MC}}{P_{MC}}$ , где  $P_{MC}$  – исходный, а  $P_0$  – восстановленный импульсы мюона. На рис.4 приведено распределение  $\delta P$ , полученное при обработке смоделированных событий. Хорошо видно, что  $\delta P$  плохо описывается распределением Гаусса, показанном на рис.4 непрерывной кривой. Распределение  $\delta P$  имеет "длинный хвост" в области  $\delta P > 1$ , и поэтому далее везде приводятся параметры этого распределения для  $|\delta P| \leq 1$  и дополнительно вводится величина  $\xi = \frac{N(|\delta P| > 1)}{N_{\Sigma}}$  – отношение числа событий, для которых  $|\delta P| > 1$ , к суммарному числу регистрируемых событий. Заметим, что распределение  $\delta P$  хорошо описывается суммой двух распределений Гаусса:  $C_1 \exp(\frac{x-M_1}{2\sigma_1^2}) + C_2 \exp(\frac{x-M_2}{2\sigma_2^2})$ . На рис.4 фит, выполненный с помощью этой функции, показан пунктиром. Очевидно, что введение обрезания по  $L_{Fe}^{cut}$  улучшает точность восстановления импульса. Величина  $\xi$  уменьшается (зависимость  $\xi$  от  $L_{Fe}^{cut}$  показана на рис.5 пунктиром), а распределение  $\delta P$  становится более узким. Изменение среднеквадратичного отклонения  $\sigma(\delta P)$  приведено на рис.5 непрерывной линией. При этом среднее значение  $\delta P$  практически не изменяется и близко к нулю.

## Приложение А: Аппроксимация плоского трека квадратичными сплайнами.

Пусть проекция трека задана набором стрингов  $\{x_i, t_i, z_i\}$ ,  $i = 1, n$ , т.е. известны координаты точки трека  $(x_i, z_i)$  и тангенс угла наклона трека  $t_i$  в этой точке. Будем аппроксимировать трек квадратичным сплайном

$$f_i(z) = a_i(z - z_i)^2 + b_i(z - z_i) + c_i \text{ для } z_i \leq z \leq z_{i+1}; \quad (A.1)$$

$$i = 1, \dots, n-1.$$

Условия непрерывности  $f_i(z_{i+1}) = f_{i+1}(z_{i+1})$  и гладкости  $f'_i(z_{i+1}) = f'_{i+1}(z_{i+1})$  дают  $2n - 4$  уравнений:

$$\begin{aligned} a_i \Delta_i^2 + b_i \Delta_i + c_i &= c_{i+1}, \\ 2a_i \Delta_i + b_i &= b_{i+1}, \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

где  $\Delta_i = z_{i+1} - z_i$ .

Оставшиеся  $n+1$  неизвестные  $c_1, b_1, a_1 \dots a_{n-1}$  будем искать методом наименьших квадратов. Введем обозначения:

$\vec{Z}^T = (c_1, b_1, a_1 \dots a_{n-1})$ ,  $\vec{X}^T = (x_1 \dots x_n)$ ,  $\vec{T}^T = (t_1 \dots t_n)$  и пусть  $\mathbf{A}_x$  и  $\mathbf{A}_t$  — матрицы связей для уравнения  $\begin{pmatrix} x \\ t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_x \\ \mathbf{A}_t \end{pmatrix} \cdot \vec{Z}$ . Легко показать, что  $\mathbf{A}_t$  имеет вид

$$\mathbf{A}_t = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 1 & 2\Delta_1 & 0 & \dots \\ 0 & 1 & 2\Delta_1 & 2\Delta_2 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 1 & 2\Delta_1 & \dots & 2\Delta_{n-1} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Матрицу  $\mathbf{A}_x$  удобно вычислять, используя рекуррентные соотношения:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_x^1 &= (1, 0 \dots 0), \\ \mathbf{A}_x^i &= \mathbf{A}_x^{i-1} + \Delta_{i-1} \cdot \mathbf{A}_t^{i-1} + \underbrace{(0 \dots 0, \Delta_{i-1}^2, 0 \dots 0)}_{i+1}, \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

где  $\mathbf{A}_x^i$  —  $i$ -я строка матрицы  $\mathbf{A}_x$ .

Искомые параметры  $\vec{Z}$  находятся решением системы нормальных уравнений:

$$(\mathbf{A}_x^T \sigma_x^{-1} \mathbf{A}_x + \mathbf{A}_t^T \sigma_t^{-1} \mathbf{A}_t) \cdot \vec{Z} = (\mathbf{A}_x^T \sigma_x^{-1} \vec{X} + \mathbf{A}_t^T \sigma_t^{-1} \vec{T}). \quad (\text{A.5})$$

Здесь  $\sigma_x$  и  $\sigma_t$  — матрицы ошибок в измерении координат и тангенсов углов наклона стрингов соответственно.

После решения уравнений (A.5) полный набор переменных  $a_i, b_i, c_i$  вычисляется по формулам (A.2).

## Приложение В: COMMON-блоки программы DMUON

• Параметры траектории мюона хранятся в /CDTRCK/ <sup>4</sup>, который заполняется в подпрограмме DUNPAC.

```
COMMON /CDTRCK/ ZX(50),AX(50),BX(50),CX(50),
*                ZY(50),AY(50),BY(50),CY(50)
EQUIVALENCE (ZX(50),NX),(ZY(50),NY)
```

ZX(i) [ZY(i)] — Z-координата  $i$ -го стринга для X [Y] -проекции трека. Стринги хранятся в порядке возрастания Z-координаты. AX(i), BX(i), CX(i) [AY(i), BY(i), CY(i)] — коэффициенты  $a_i, b_i, c_i$  аппроксимации X [Y] -проекции трека квадратичными сплайнами (см. приложение А).

NX [NY] — количество стрингов в X [Y] -проекции трека.

• Параметры среды, через которую проходит мюон, хранятся в /CDMATE/, который заполняется в подпрограмме DUNPAC:

```
COMMON /CDMATE/ ZSC(40),DSC(40),IXSC(40),IYSC(40),
*                ZAB(40),DAB(40),IXAB(40),IYAB(40),
*                ZEG,DEG,NXP,NYP,
*                ZMF(40),IXMF(40),IYMF(40),
*                ZMS(15),IXMS(15),IYMS(15)
EQUIVALENCE (ZSC(40),NSC),(ZAB(40),NAB),
*            (ZMF(40),NMF),(ZMS(15),NMS)
```

ZSC(i) — Z-координата передней стенки (по пучку) сцинтилляционной плоскости, которую пересек трек. Нумеруются в порядке возрастания Z.

DSC(i) — длина пробега мюона в  $i$ -ой сцинтилляционной плоскости.

IXSC(i) [IYSC(i)] — номер стринга для X [Y] -проекции трека, который предшествует  $i$ -ой сцинтилляционной плоскости.

NSC — количество сцинтилляционных плоскостей, через которые прошел трек.

<sup>4</sup>Здесь и далее словами, стоящими в косых чертах, обозначаются названия COMMON-блоков.

Остальные переменные, входящие в этот COMMON-блок, предназначены для хранения аналогичных параметров при прохождении трека через другие компоненты детектора:

ZAB, DAB, IXAB, IYAB, NAB — для пластин поглотителей.  
 ZEG, DEG, NXP, NYP — для детектора электронов. При этом NXP [NYP] — количество стрингов в мишенной части детектора для X [Y]-проекции трека.  
 ZMF, IXMF, IYMF, NMF — для магнитных рам в мишенной части детектора.  
 ZMS, IXMS, IYMS, NMS — для кольцевых магнитов в мюонном спектрометре.

- Структурная матрица  $A$  и матрица, обратная ковариационной,  $D^{-1}$ , вычисляемые в соответствии с формулами (3–5) подпрограммами DMATRA и DMATRD, хранятся в /CDMATR/ :

```
REAL*8 AXX, AYY, DXX, DYY
COMMON /CDMATR/ AXX(50), AYY(50), DXX(50, 50), DYY(50, 50)
AXX(i), AYY(i) —  $A(x_i)$  и  $A(y_i)$  элементы матрицы  $A$ .
DXX(i, j), DYY(i, j) —  $D^{-1}(x_i, x_j)$  и  $D^{-1}(y_i, y_j)$  элементы матрицы  $D^{-1}$ .
```

- Переменные, необходимые при численном интегрировании в формулах (3), выполняемом в подпрограмме DMATRA, хранятся в /CD1234/ :

```
PARAMETER (NDELMS=5, NDELMF=4)
COMMON /CD1234/ FF(NDELMS), GG(NDELMS),
& DFMS(NDELMS, 15), DGMS(NDELMS, 15),
& DFMF(NDELMF, 40), DGMF(NDELMF, 40),
& BXMS(NDELMS, 15), BYMS(NDELMS, 15),
& BXMF(NDELMF, 40), BYMF(NDELMF, 40),
& FEMS(NDELMS-1, 15), FEMF(NDELMF-1, 40)
```

Следующие переменные в соответствии с последними двумя буквами относятся либо к мюонному спектрометру (MS), либо к мишенной части (MF):

NDELMS, NDELMF — количество узлов интегрирования в (3); на толщине магнита.

FF(i), GG(i) — значения повторных интегралов (3) от функций  $F(z)$  и  $G(z)$  в выбранных узлах для текущего магнитного элемента.  
 DFMS, DGMS, DFMF, DGMF — значения первых интегралов в повторных интегралах (3).

BXMS, BYMS, BXMF, BYMF — значения  $B_x$ - и  $B_y$ -компонент вектора магнитной индукции.

FEMS, FEMF — величина пробега в железе между соседними узлами.

- Значения компонент вектора  $\vec{R}^T = (x_0, y_0, x'_0, y'_0, P_0)$ , вычисляемого в каждой итерации в подпрограмме DECIDE, хранятся в /CDXYZP/ :

```
COMMON /CDXYZP/ X0, Y0, DX0, DY0, R5, P0, SIGN,
* SIGX0, SIGY0, SIGDX0, SIGDY0, SIGR5, SIGP0,
* Z0, PEND, FELENG, SPILLB
```

X0, Y0, DX0, DY0 — компоненты вектора  $\vec{R}$ .  
 R5, P0, SIGN —  $1/P_0$ ,  $|P_0|$  и  $sign(P_0)$  соответственно.  
 SIGX0, SIGY0, SIGDX0, SIGDY0, SIGR5, SIGP0 —  $\sigma(x_0)$ ,  $\sigma(y_0)$ ,  $\sigma(x'_0)$ ,  $\sigma(y'_0)$ ,  $\sigma(R5)$ ,  $\sigma(P_0)$  соответственно.  
 PEND — импульс мюона в конце трека.

FELENG — общая длина пробега в намагниченном железе.  
 SPILLB — номер обрабатываемого события.

- Параметры, необходимые для вычисления ионизационных потерь при движении мюона в веществе, хранятся в /CDLOSS/:

```
PARAMETER (NMULT=5, NMAX=141)
COMMON /CDLOSS/ PPP(NMAX), DLEN(NMAX, 5)
```

DLEN(J, IND) — длина пробега мюона в веществе IND в зависимости от импульса PPP(J). Массивы DLEN и PPP задаются в подпрограмме DPLOSS. IND — тип вещества: IND=1 — алюминий; IND=2 — железо; IND=3 — свинец; IND=4 — сцинтиллятор; IND=5 — плексиглас.

NMULT и NMAX — вспомогательные переменные, задающие размерности массивов.

• Константы, определяющие геометрические размеры частей детектора и радиационные свойства сред, задаются в подпрограмме DMU005 и хранятся в /CDMM/:

```
COMMON /CDMM/ XMAXAB, YMAXAB, XMINMF, YMINMF, XMAXMF, YMAXMF,
*             XMAXDE, YMINDE, YMAXDE, RMIN2, RMAX2, C(5)
```

XMAXAB, YMAXAB — абсолютные значения координат краев поглощающих пластин из алюминия.

XMINMF, YMINMF — абсолютные значения координат окна в магнитной раме мишенной части детектора.

XMAXMF, YMAXMF — координаты краев самой магнитной рамы.

XMAXDE, YMINDE, YMAXDE — координаты краев детектора электронов (по оси X — абсолютные значения координат).

C(IND) —  $2,19 \cdot 10^{-4} / L_{\text{рад}}(\text{IND})$ , где  $L_{\text{рад}}(\text{IND})$  — радиационная длина для материала IND.

• Константы, которые позволяют задавать различные режимы работы программы и могут быть определены с помощью FFREAD-карт [6], хранятся в /CDKEY/:

```
COMMON /CDKEY/ IPRINT, ITER, ISPLIN, EPS
```

IPRINT — задается директивой DMUP и определяет степень подробности печати.

ITER — задается директивой DMUI и определяет максимальное число итераций.

ISPLIN — задается директивой DMUS и является переключателем между фитированием трека сплайнами (ISPLIN=1) и отказом от фитирования (ISPLIN=0). По умолчанию ISPLIN=1.

EPS — задается директивой DMUE и определяет относительную точность восстановления импульса мюона.

Более подробно эти константы описаны в разделе "Особенности программной реализации".

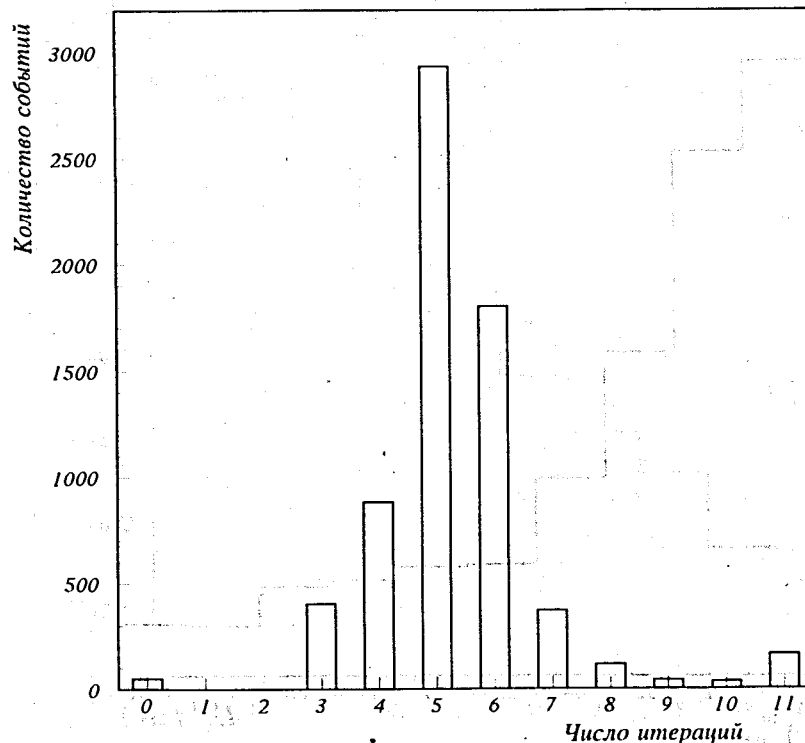


Рис.1. Распределение восстановленных событий по числу итераций (бины 0—10) и количеству событий, для которых итерационный процесс не сошелся (11 бин)

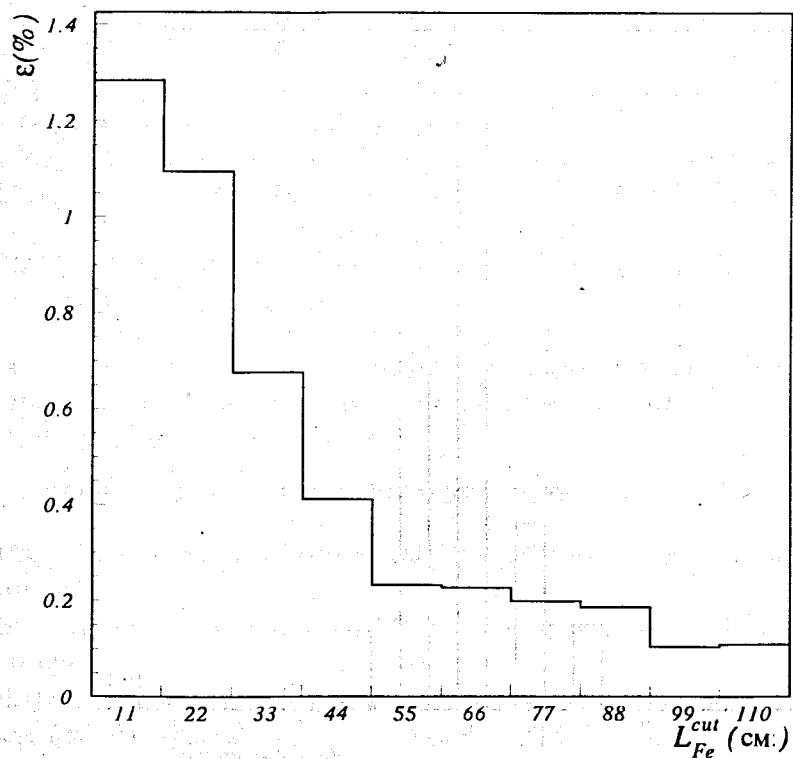


Рис.2. Зависимость эффективности определения заряда мюона  $\epsilon = \frac{N_{\mu^+}}{N_{\Sigma}}$  от величины обрезания по длине пробега мюона в магнитных элементах детектора  $L_{Fe}^{cut}$

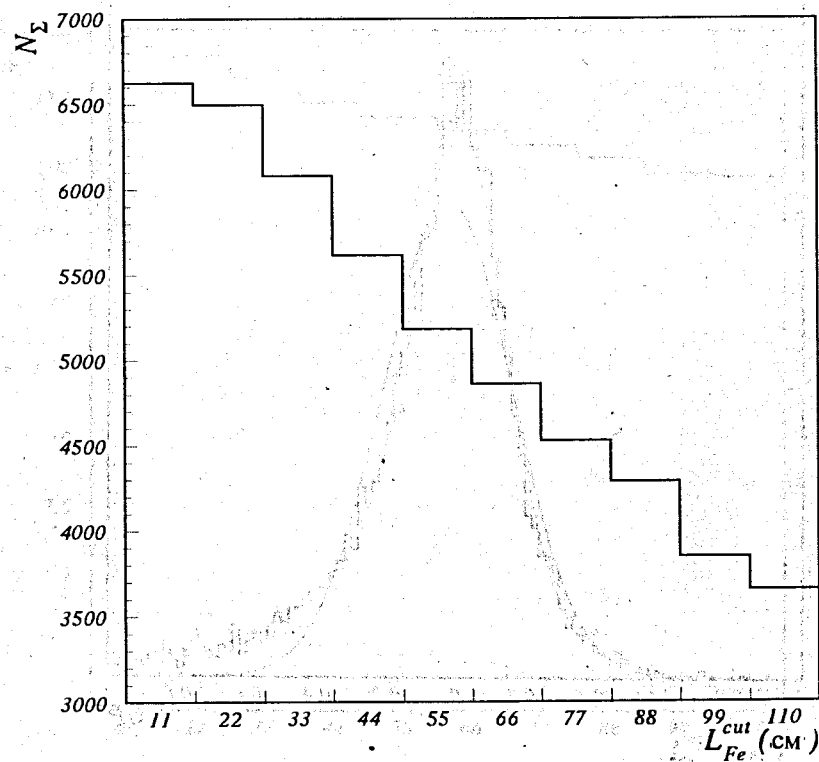


Рис.3. Влияние обрезания по длине пробега мюона в магнитных элементах детектора  $L_{Fe}^{cut}$  на полное число регистрируемых мюонов  $N_{\Sigma}$



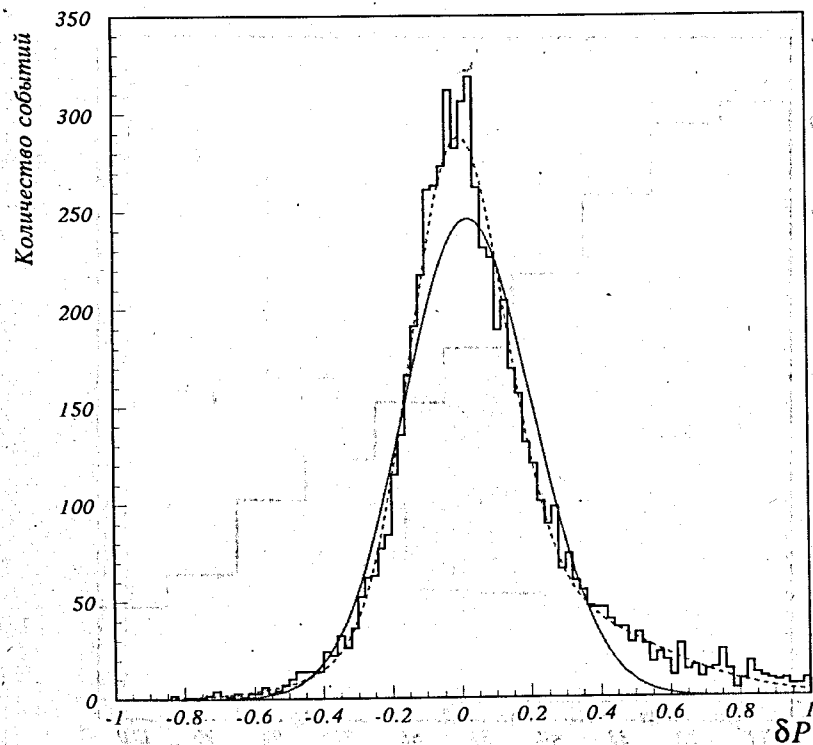


Рис.4. Гистограмма — распределение относительной ошибки восстановления импульса мюона  $\delta P = \frac{P_0 - P_{MC}}{P_{MC}}$ ; непрерывная линия — описание  $\delta P$  с помощью распределения Гаусса; пунктир — фит распределения  $\delta P$  суммой двух распределений Гаусса

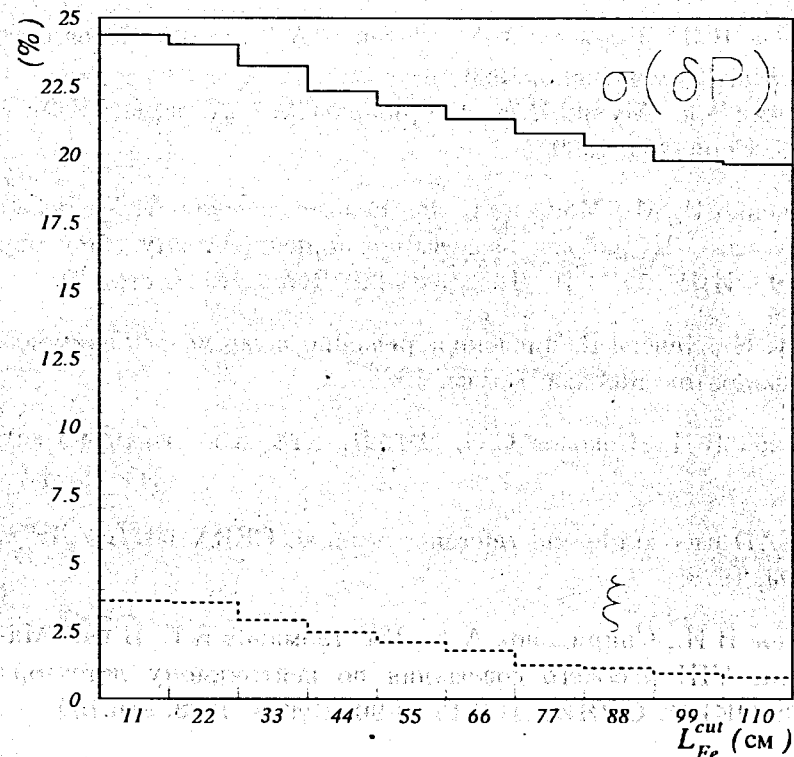


Рис.5. Зависимость  $\sigma(\delta P)$  и  $\xi = \frac{N(|\delta P| > 1)}{N_{\Sigma}}$  от величины обрезания по длине пробега мюона в намагниченном железе  $L_{Fe}^{cut}$

## Список литературы

- [1] Barabash L.S. et al. Proceed. of Intern. Conf. Neutrino, 82, v.2, p.249, Balaton füder, Ungarn, 1982.  
Барабаш Л.С. и др. В кн.: Материалы III рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ. ОИЯИ. P1.2,13-83-81, Дубна, 1983, стр.7.
- [2] Аникеев В.Б., Борисов А.А., Вовенко А.С., и др. Препринт ИФВЭ 93-28, Протвино, 1993.  
Королева Т.К., Мухин С.А., Спиридонов А.А. Препринт ИФВЭ 89-100, Серпухов, 1989.
- [3] Иванченко И. М., Мойсепз П. В., Рождественский А. М. В кн.: Материалы VIII рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ. ОИЯИ, Д1,2,13-88-90, Дубна, 1988, стр.197.
- [4] Лоусон Ч., Хенсон Р. Численное решение задач метода наименьших квадратов. Москва, Наука, 1986.
- [5] Жигунов В.П., Соколов С.Н. ЭЧАЯ, т.13, в.5, стр.1024-1069, 1982.
- [6] FFREAD user guide and reference manual. CERN DD/EE/78-2, Geneva, 1978.
- [7] Кравцов В.И., Спиридонов А.А., Шестерманов К.Е. В кн.: Материалы VIII рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ. ОИЯИ, Д1,2,13-88-90, Дубна, 1988, стр.109.
- [8] Королева Т.К. и др. Препринт ИФВЭ 90-28, Протвино, 1990.
- [9] Бунятов С.А., и др. В кн.: Материалы V рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ. ОИЯИ, Д1,2,13-84-332, Дубна, 1984, стр.97.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 октября 1995 года.