



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2007-26
ОЭФ

А.М. Рыбин

ИДЕНТИФИКАЦИЯ π^- И μ^- -МЕЗОНОВ В РАСПАДАХ ЗАРЯЖЕННЫХ КАОНОВ

Протвино 2007

Аннотация

Рыбин А.М. Идентификация π - и μ -мезонов в распадах заряженных каонов: Препринт ИФВЭ 2007-26. – Протвино, 2007. – 10 с., 6 рис., библиогр.: 6.

Работа выполнена в рамках подготовки предложения эксперимента ИКАР на ускорителе ИФВЭ по поиску редких распадов заряженных каонов, среди которых особый интерес представляет распад $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$. В работе оценена возможность выделения этой моды распада от основного фонового процесса $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ с помощью специального мюонного детектора. Используя метод нейронных сетей, можно достичь фактора подавления μ на уровне $4,0 \cdot 10^{-6}$ при потере $\sim 20\%$ распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$.

Abstract

Rybin A.M. The Identification of π - and μ -Mesons in Charged Kaon Decay: IHEP Preprint 2007-26. – Protvino, 2007. – p. 10, figs. 6, refs.: 6.

The possibility of the identification of π - and μ - mesons in charged K-meson decays was considered. The very rare decay $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$ and the most important background decay $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ were simulated in special muon detector (hadron calorimeter). Using artificial neural networks the level of possible muon suppression factor was estimated. This factor was evaluated as $4.0 \cdot 10^{-6}$. The loss of decays $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$ was estimated as $\sim 20\%$.

Введение

Для проверки Стандартной модели — современной теории элементарных частиц — большой интерес представляет исследование редкого распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$ (вероятность $Br \approx 10^{-10}$), для которого решающим условием обнаружения является максимальное подавление фонового распада $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$. Экспериментальную сложность выделения распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ можно оценить из табл. 1. В ней представлены основные фоновые процессы и их вероятности, а также возможные способы их подавления.

Таблица 1. Основные моды распада K^\pm -мезонов, являющиеся фоновыми для распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$. Также указаны методы идентификации распадных частиц.

Номер распада	Мода распада	Вероятность распада	Метод идентификации
1	$K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$	0.635	2 body kin , μ - veto
2	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$	0.212	2 body kin , γ - veto
3	$K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu \gamma$	5.5×10^{-3}	γ - veto , μ - veto
4	$K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$	0.048	e - veto , γ - veto
5	$K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu$	0.032	γ - veto , μ - veto
6	$K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^\pm$	0.017	γ - veto
7	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$	2.8×10^{-4}	γ - veto
8	$K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$	0.056	ch part veto
9	$K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu \nu \nu$	2.8×10^{-6}	μ - veto
10	$K^\pm \rightarrow e^\pm \nu \nu \nu$	2.8×10^{-5}	e - veto
11	$K^\pm \rightarrow e^\pm \nu$	1.55×10^{-5}	2 body kin , e - veto
12	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma \gamma$	1.0×10^{-6}	γ - veto
13	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma \gamma \gamma$	1.0×10^{-5}	γ - veto
14	$K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^\pm \nu$	2.2×10^{-5}	e - veto , γ - veto
15	$K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu$	4.1×10^{-5}	e - veto
16	$K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \mu^\pm \nu$	1.4×10^{-5}	μ - veto
17	$K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu \gamma$	2.69×10^{-4}	e - veto , γ - veto
18	$K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu \gamma$	2.4×10^{-5}	μ - veto , γ - veto
19	$K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^\pm \gamma$	7.8×10^{-6}	γ - veto
20	$K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm \gamma$	1.04×10^{-4}	γ - veto

Использование методов кинематического анализа и/или черенковских счетчиков, имеющих ограниченную эффективность, дает лишь частичное решение этой задачи. Поэтому важно дополнить их детектором калориметрического типа с полным поглощением π -мезонов (и других адронов). В настоящей работе исследована возможность использования такого детектора для идентификации мюонов в распадах K^\pm -мезонов с одной заряженной частицей в конечном состоянии. Полученная методика может быть использована (с дополнительной модификацией) и для распадов с числом заряженных частиц более 1, типа $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\mu^\pm\nu$ и т.д.

1. Модель детектора мюонов (ДМ)

Для надежного разделения π - и μ -мезонов предполагается использовать ДМ типа калориметра со слоистой структурой, состоящей из слоев железного поглотителя и сцинтиллятора, для измерения ионизационных потерь заряженных частиц. Толщины поглотителя и сцинтиллятора были выбраны равными 5 и 1 см соответственно, общее число слоев 40, т.е. полная толщина поглотителя составила 2 м. Ширина пластины сцинтиллятора была выбрана равной 5 см.

Импульс пучкового каона предполагался фиксированным и равным 25 ГэВ/с. Поскольку в эксперименте ИКАР предполагается использование магнитного спектрометра для измерения с хорошей точностью импульса вторичных частиц, импульс мезонов считался известным, а его измерительная ошибка (оценка этой ошибки составляет $\sim 1\%$) пренебрегалась.

2. Методика анализа

Выборки распадов $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$ и $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ были получены с помощью программы RAMBO [1] и составили 10^7 и $6 \cdot 10^5$ событий соответственно. На рис. 1 показаны распределения импульсов и углов (в лаб. системе) π - и μ -мезонов для этих распадов. Прохождение распадных частиц в ДМ моделировалось с помощью пакета GEANT 3.21 [2]. При этом принимались во внимание все наиболее вероятные физические процессы взаимодействия мезонов с веществом ДМ, а также их распады. Ионизационные потери энергии в сцинтилляционных счетчиках вычислялись и использовались для последующего анализа.

Последний слой сцинтиллятора использовался для выработки так называемого мюонно-го вето (МВ), т.е. фиксировался факт энерговыделения после прохождения всей толщины МД. В соответствии с наличием такого вето вся выборка распадов каонов делилась на две группы — с МВ и без него. На рис. 2 представлена типичная двумерная проекция пространственного энерговыделения в веществе МД для мюонов с энергией 5 ГэВ. Плотность точек на проекции соответствует плотности энерговыделения для мюонов с наличием МВ (вверху) и без МВ (внизу). Нулевое значение продольной координаты совпадает с положением передней фронтальной поверхности калориметра. Аналогичные проекции для пионов с энергией 20 ГэВ показаны на рис. 3.

В первом случае предполагалось, что распадная частица с большой вероятностью является мюоном, хотя, конечно, есть малая, но конечная вероятность, что это пион (или другой фоновый адрон). Анализ показал, что для выборки мюонов отношение событий без МВ к полному числу соответствующих распадов $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$ составляет $1,0 \cdot 10^{-4}$.

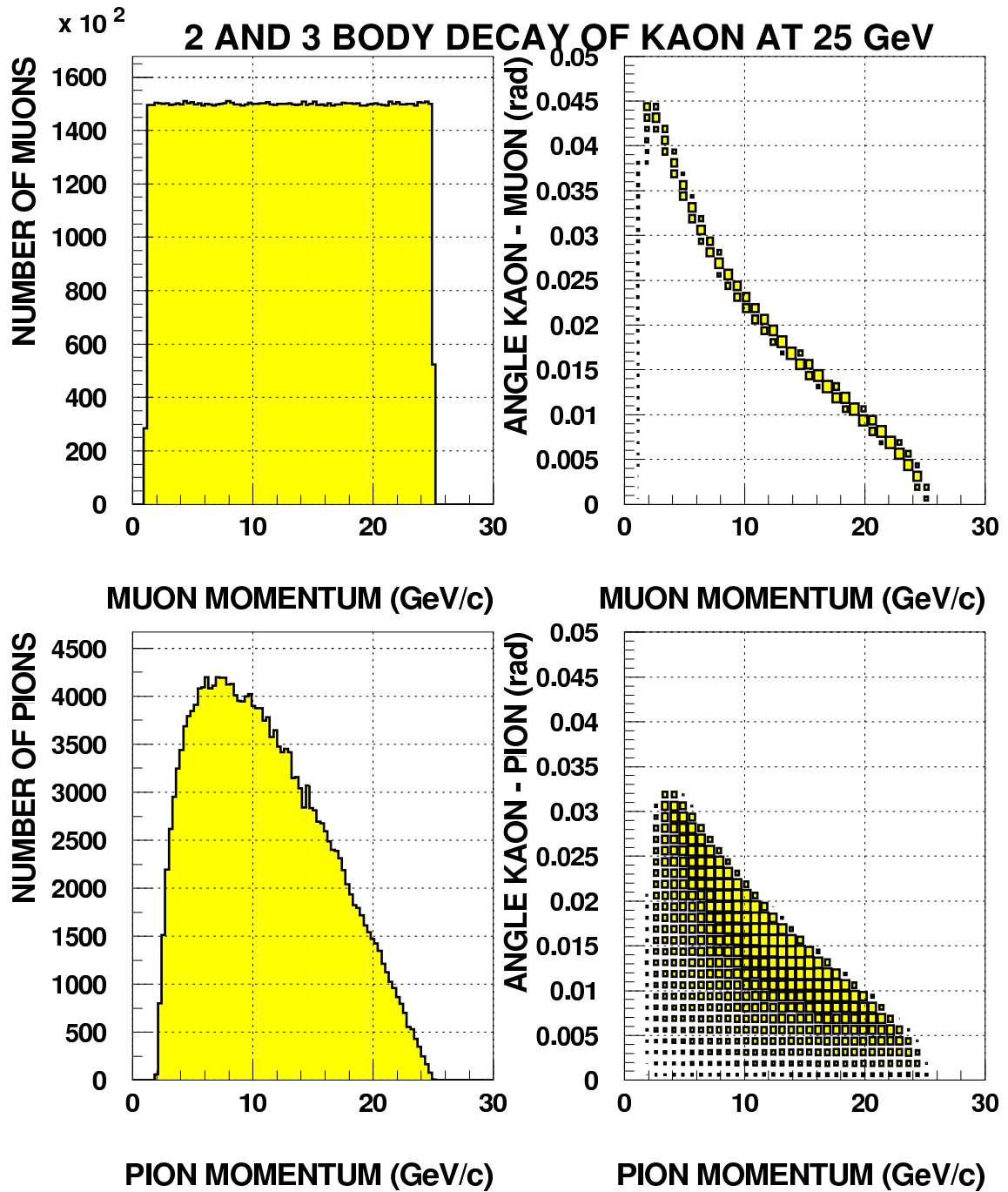


Рис. 1. Распределения импульсов и углов π^- и μ^- -мезонов в 2- и 3-частичных распадах каонов с фиксированной энергией 25 ГэВ, вверху — для распадов $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$, внизу — для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$.

Таким образом, анализ данных с МВ позволяет достичь фактора подавления мюонов на уровне 10^{-4} . В то же время потери в выборке пионов составляют достаточно малую величину $\sim 0,5\%$.

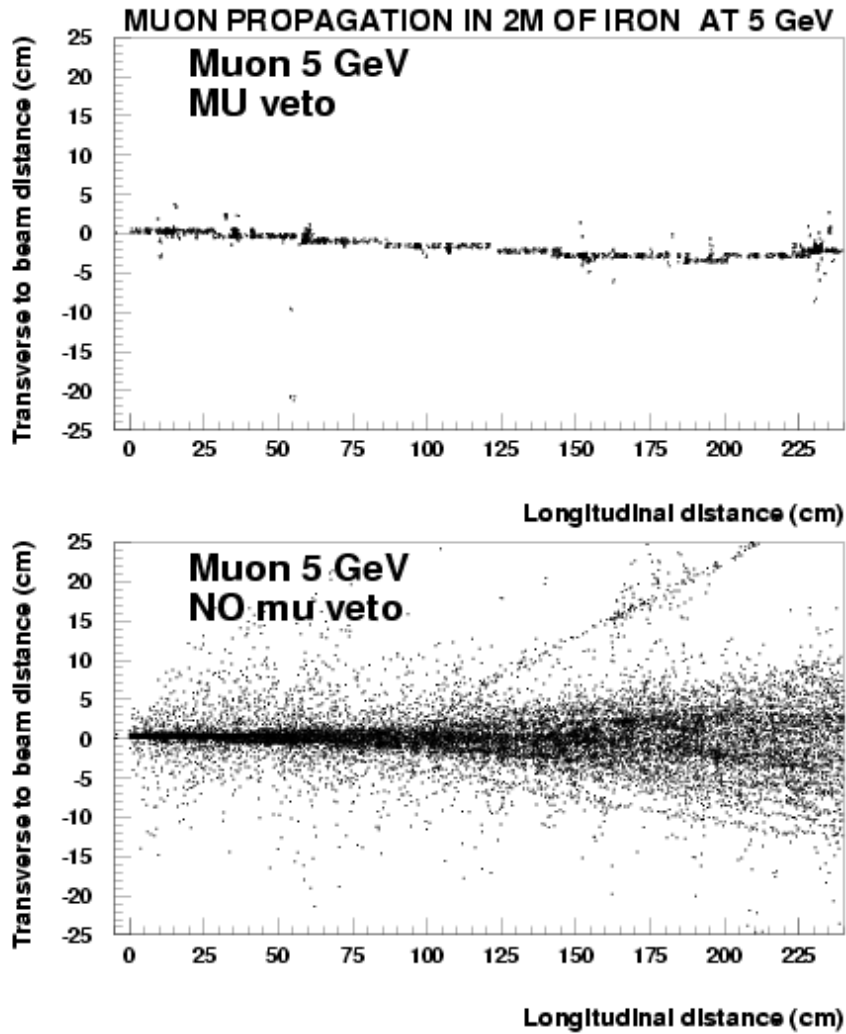


Рис. 2. Двумерная проекция энерговыделения в МД для мюонов с энергией 5 ГэВ с наличием МВ (вверху) и без него (внизу). Плотность точек на проекции пропорциональна энерговыделению.

В случае отсутствия сигнала с МВ требуется дополнительный анализ энерговыделения во всех сцинтилляторах МД. Для этого использовался известный метод искусственных нейронных сетей (ANN), который позволяет по форме пространственного распределения энергии оценить к какому классу распадов принадлежит данное событие. В случае π -мезона от распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ будет наблюдаться распределение, соответствующее адронному ливню. Мюоны в основном будут распадаться с образованием электромагнитного ливня от распадного электрона. При сравнительно малой энергии μ -мезона радиационные процессы сильно подавлены и не дают существенного вклада.

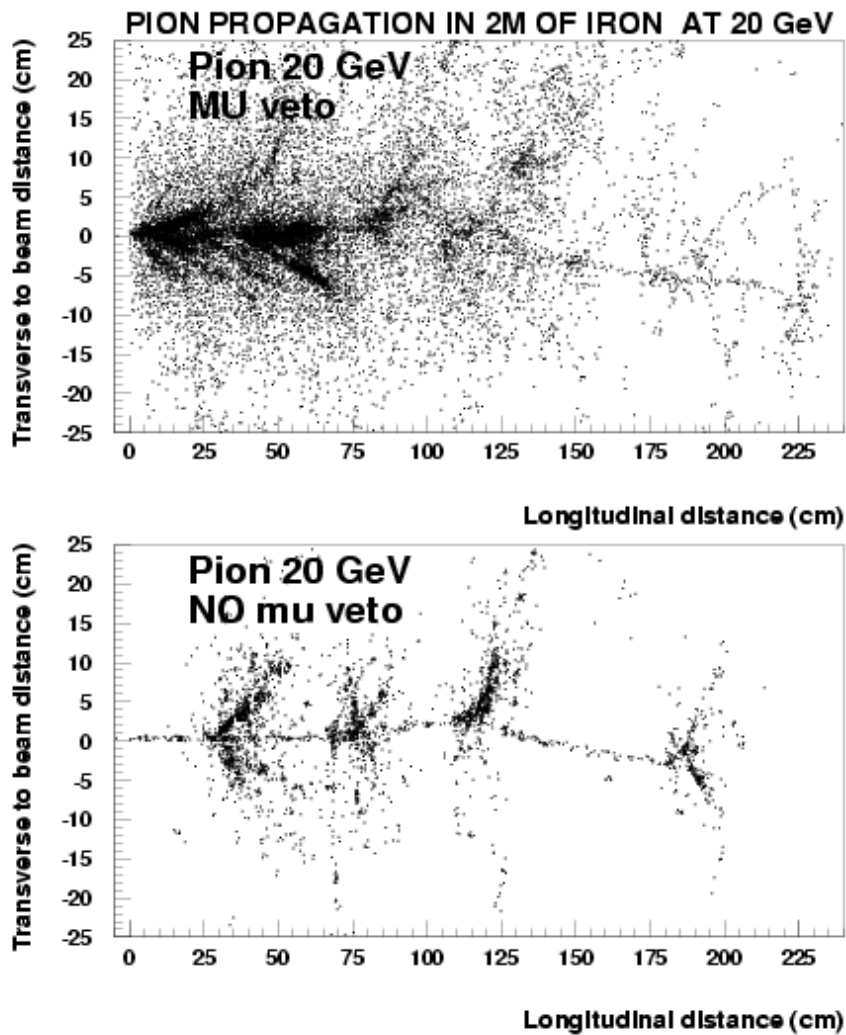


Рис. 3. Двумерная проекция энерговыделения в МД для пионов с энергией 20 ГэВ с наличием МВ (вверху) и без него (внизу). Плотность точек на проекции пропорциональна энерговыделению.

В качестве входных параметров сети для каждого события использовался следующий набор величин.

- Полная энергия, потерянная частицей на ионизацию во всех сцинтилляторах МД.
- Значение длины так называемого стринга, которая определялась следующим образом. По выборке истинных мюонов с МВ оценивалась поперечная ширина энерговыделения

в МД. Для каждого трека без МВ в продольном направлении отслеживалась точка, в которой ширина превышала это значение. Эта точка считалась началом ливня. Расстояние от этой точки до начала МД считалось длиной стринга.

- Среднее значение продольной координаты, взвешенное с энергией (центр тяжести ливня).
- Дисперсия продольной координаты центра тяжести ливня.
- Нормированная разность энергий заряженной частицы на входе в МД и измеренной в калориметре. Нормировка производилась на ошибку измеренной энергии. Относительная ошибка измерения энергии π -мезонов в рассматриваемом калориметре составила $\sigma(E)/E = 0,78/\sqrt{E}$, E в ГэВ.

Для данного анализа был использован программный пакет MLPfit 1.40 [3]. Предварительно производилось так называемое обучение сети. Для этого на вход сети подавался определенный выше набор параметров, описывающий отклик МД. На выходе сети требовалось получить значение 0 или 1, соответственно для пионов и мюонов. Процесс тренировки сети заключается в минимизации функционала

$$\Delta^2 = (1/2N) \sum_{k=1}^N (o_k - t_k)^2,$$

где o_k — выход сети; t_k — желаемый выход, а N — число обучающих событий. Техники минимизации этого функционала могут быть разными. В данной работе для тренировки сети использовался метод Hybrid-Linear BFGS (Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno метод) [4].

В процессе обучения определялся оптимальный набор внутренних параметров сети (весов и порогов). Архитектура сети была выбрана после анализа результатов для нескольких вариантов. Окончательный вариант структуры сети состоял из входного слоя, одного скрытого и выходного слоя. Числа нейронов в слоях составили 5; 10 и 1 соответственно, а полное число параметров сети — 71. Дифференциальные распределения выходных сигналов сети после обучения показаны на рис. 4. Правое распределение на нем соответствует мюонам (сплошная линия), а левое — пионам.

Выбирая определенное значение выходного сигнала сети в качестве граничного, можно произвести разделение пионных и мюонных гипотез. На рис. 5 показаны соответствующие интегральные распределения, полученные из распределений, представленных на рис. 4, в зависимости от значения выходного сигнала сети. Гладкие кривые получены из ступенчатых гистограмм аппроксимацией сплайнами.

Учитывая фактор подавления мюонов при наличии МВ 10^4 (см. выше) и выбирая граничное значение равным 0,20, можно получить величину полного подавления мюонов равной $4 \cdot 10^{-6}$. При этом потери пионов составят 20%. Если взять граничное значение 0,10, фактор подавления составит $2 \cdot 10^{-6}$, а потери пионов — 40%. Для сравнения можно привести соответствующие оценки, представленные в предложении эксперимента NA48.3 [5]. Эти величины составляют $1,1 \cdot 10^{-6}$ и 53%. МД в этом планируемом эксперименте также состоит из слоев железо-сцинтиллятор (всего 150 слоев), но имеет более тонкую поперечную гранулярность.

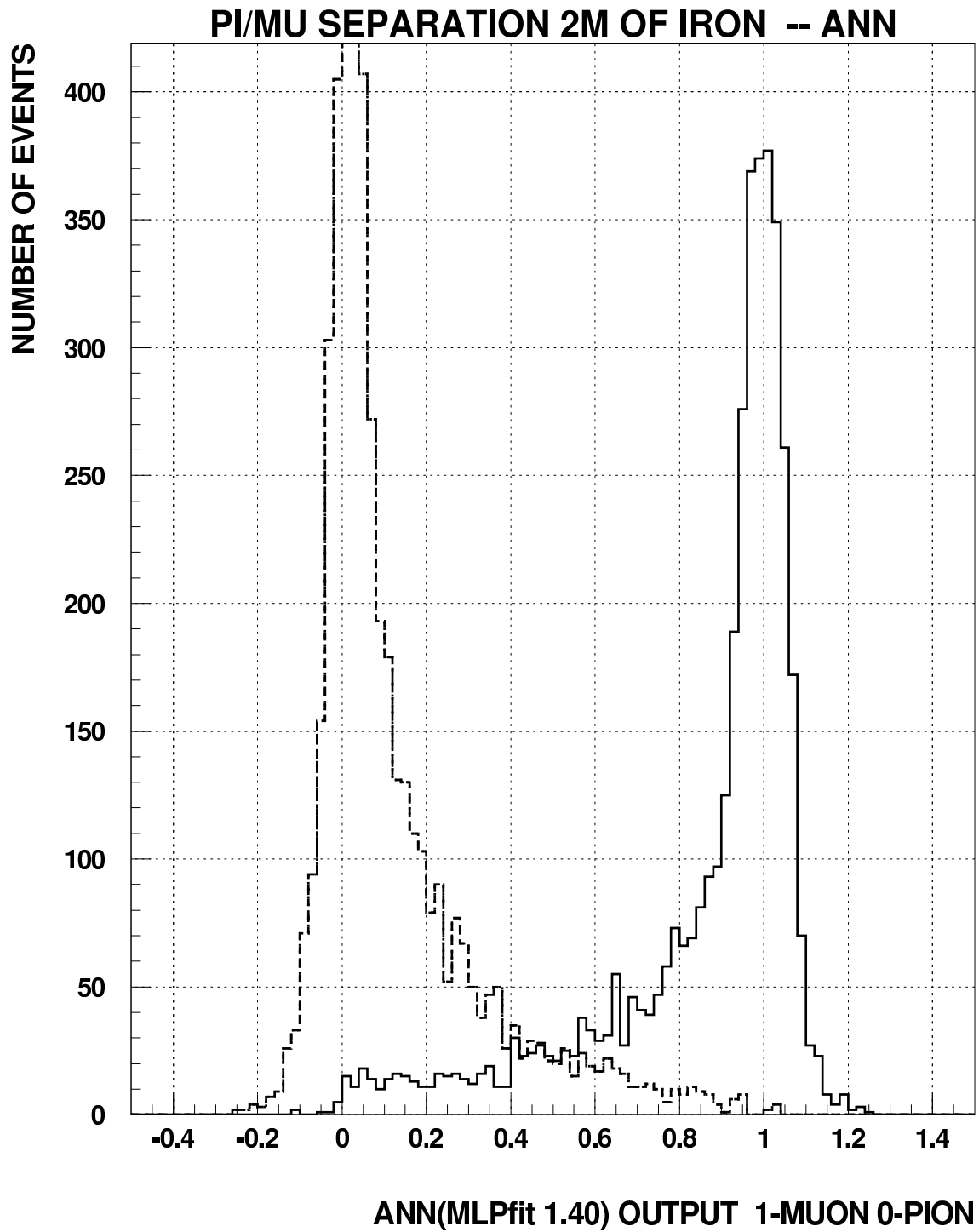


Рис. 4. Дифференциальные распределения сигналов на выходе нейронной сети для μ^- (сплошная линия) и π^- (штриховая) мезонов для распадов $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$ и $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ соответственно.

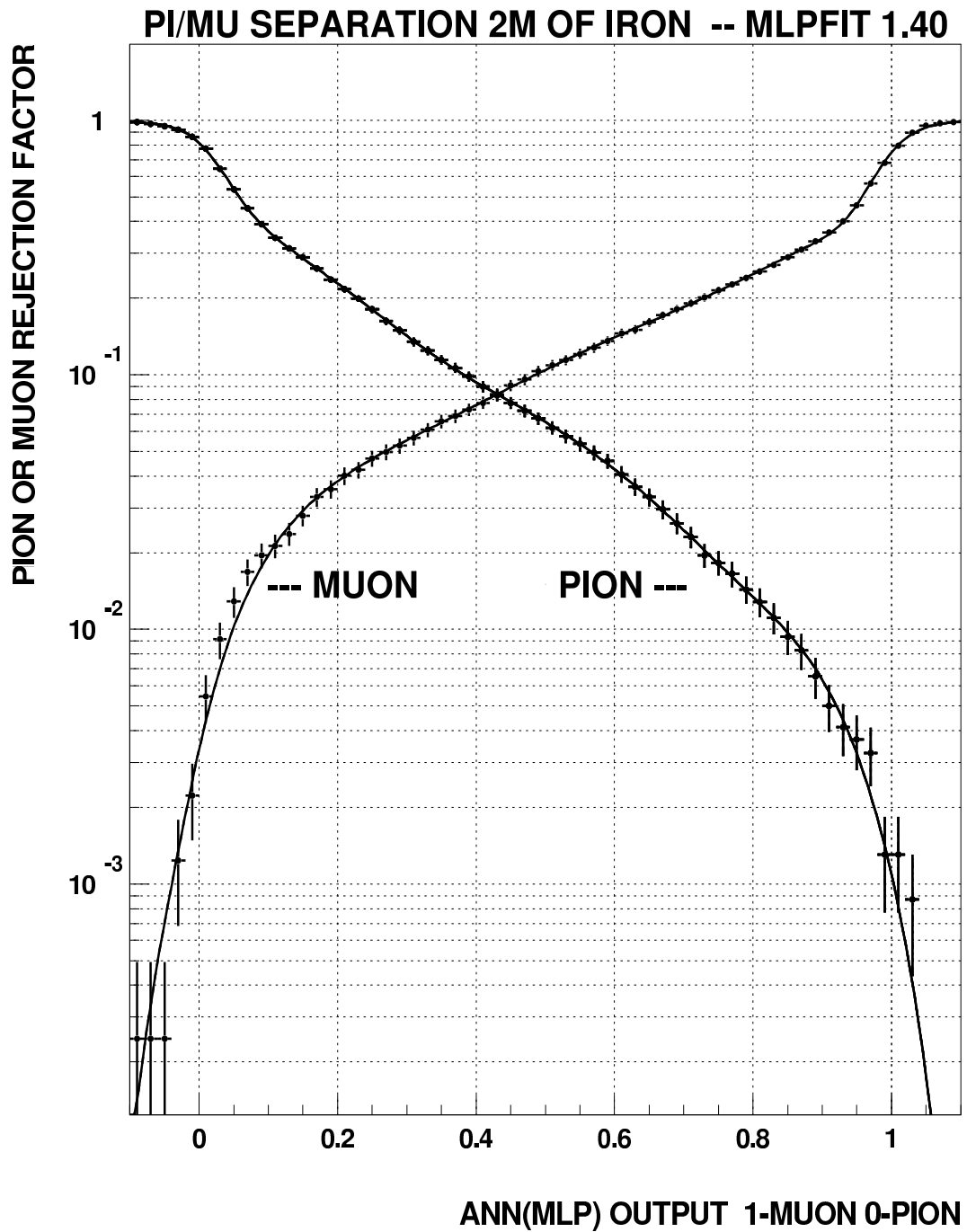


Рис. 5. Интегральные распределения сигналов на выходе нейронной сети для μ^- и π^- -мезонов для распадов $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$ и $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ соответственно. Гладкие кривые получены аппроксимацией ступенчатых гистограмм сплайнами. Шкалу ординат для мюонов нужно умножить на фактор 10^{-4} .

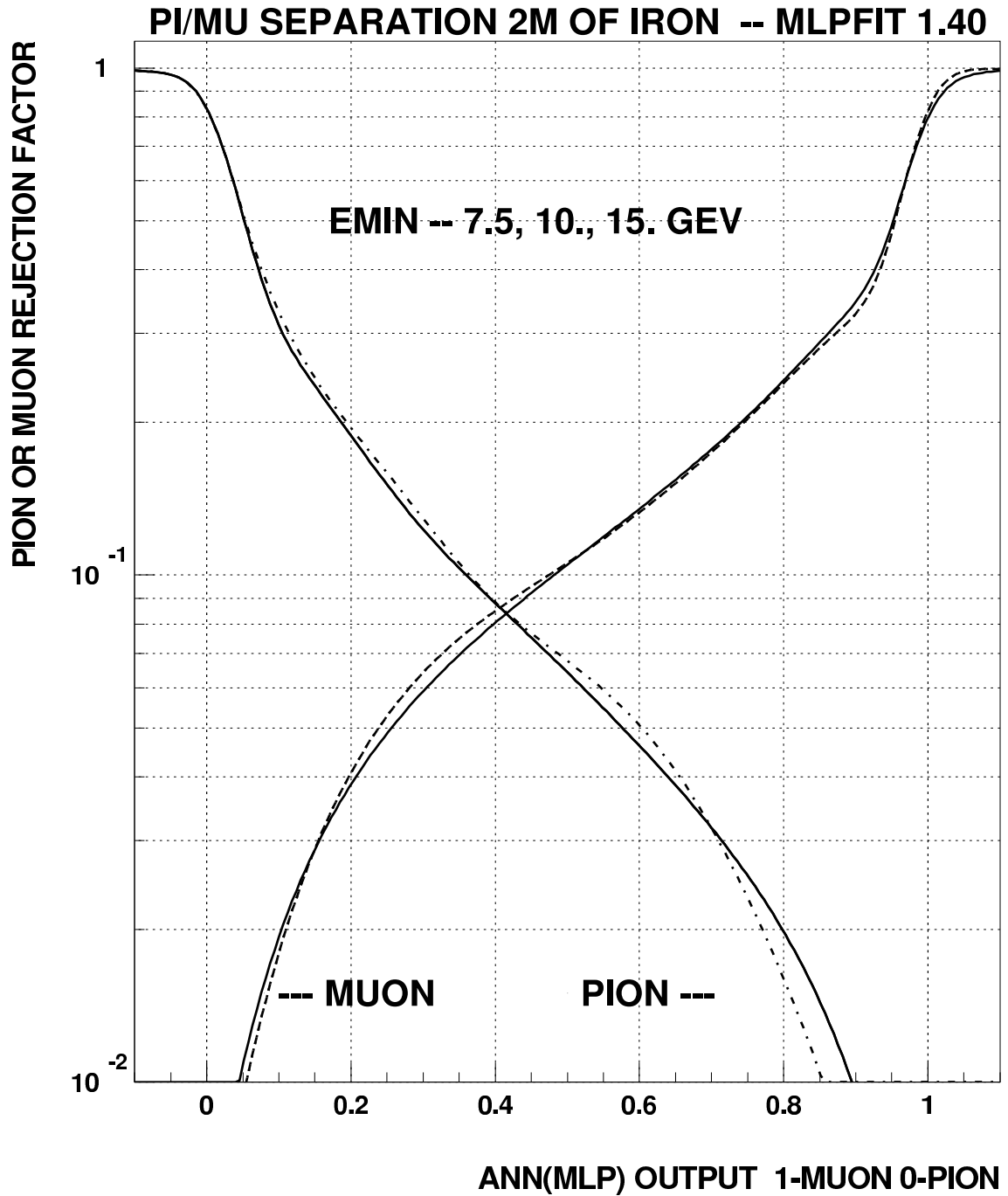


Рис. 6. Интегральные распределения сигналов на выходе нейронной сети для μ^- и π^- -мезонов для распадов $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$ и $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ соответственно (как и на рис. 3). Использованы три разных выборки событий, отличающихся значением минимальной энергии частиц в выборке. Гладкие кривые получены аппроксимацией ступенчатых гистограмм сплайнами. Шкалу ординат для мюонов нужно умножить на фактор 10^{-4} .

На рис. 6 показана аналогичная зависимость для трех выборок событий, полученных при трех значениях минимальной энергии частицы на входе в МД, — 7,5; 10,0; 15,0 ГэВ. Как видно на рис. 6, все три кривые практически совпадают.

Оценки параметров, полученные в данной работе методом моделирования, важно сопоставить с экспериментальными данными. С этой точки зрения, представляют существенный интерес результаты, полученные на установке ISTRА+ [6]. В этом эксперименте исследовался прототип мюонного детектора, конструктивно выполненного в виде слоистой структуры железо–свинец. Оценки фактора подавления мюонов и эффективности регистрации пионов для этого детектора составили $6,0 \cdot 10^{-6}$ и 87%. Эти величины хорошо согласуются с результатами данной работы, если учесть некоторую разницу в геометрии и методике анализа данных.

Заключение

В работе проанализирована возможность поиска редкого распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ в планируемом эксперименте ИКАР. Одним из основных фоновых распадов является распад $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$. Для его подавления необходимо надежно разделять π^- и μ^- -мезоны. Эта задача может быть решена с помощью детектора калориметрического типа. Показано, что применение нейронных сетей для анализа данных такого детектора позволяет подавить фон в $2,5 \cdot 10^5$ раз при эффективности регистрации пиона от распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 80%. Дальнейшее подавление фона до уровня $< 10^{-10}$ может быть достигнуто путем кинематического анализа и с использованием порогового черенковского счетчика.

В заключение автор благодарит своих коллег В.Аникеева, С.Денисова, А.Козелова, А.Попова и А.Щукина за плодотворные дискуссии и полезную критику.

Эта работа была поддержана грантом РФФИ 05–02–16557.

Список литературы

- [1] R.Kleiss, W.J.Stirling, S.D.Ellis. Comp.Phys.Comm. 40 (1986), 359.
- [2] GEANT 3.21 Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Write up W5013 (1994).
- [3] MLPfit v.1.33. J.Schwidling, B.Monsoulie, <http://home.cern.ch/schwid/MLPfit.html>.
- [4] BFGS Practical Methods of Optimization, R.Fletcher, Wiley (1987).
- [5] G.Anneli et al. Proposal to Measure the Rare Decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ at the CERN SPS, CERN–SPSC–2005–013 (2005).
- [6] A.S.Akimenko et al. Nucl. Instr. and Meth. 2002, v. A494, p. 509.

Рукопись поступила 27 декабря 2007 г.

А.М. Рыбин

Идентификация π^- и μ^- -мезонов в распадах заряженных каонов.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **Л^AT_EX**.

Редактор Н.В.Ежела.

Подписано к печати 29.12.2007. Формат 60 × 84/8.
Офсетная печать. Печ.л. 1,37. Уч.-изд.л. 1,2. Тираж 80. Заказ 3.
Индекс 3649. ЛР 020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

