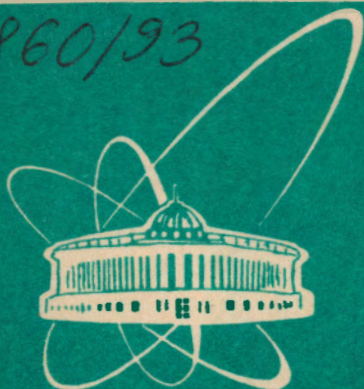


93-271

5860/93



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

406138

344.1ш + 3843

P10-93-271

В.В.Иванов, Д.Б.Понтекорво

ПРОСТОЙ И ЭФФЕКТИВНЫЙ МЕТОД
ПОИСКА ВТОРИЧНОЙ ВЕРШИНЫ

Направлено в труды Международного совещания
по программированию и математическим методам
решения физических задач, Дубна, 14—19 июня 1993 г.

1993

Введение

Методика обнаружения вторичной вершины в опытах по изучению механизмов рождения и распада короткоживущих частиц, содержащих s , c , b -кварки, является ключевой при постановке и проведении экспериментов в области физики средних и высоких энергий. Для решения указанной задачи предложен ряд интересных алгоритмов [1,2], имеются аппаратные реализации, позволяющие проводить селекцию событий в реальном времени эксперимента [3].

В экспериментах по изучению процессов рождения частиц с b -кварками характерной особенностью исследуемых событий является наличие вторичной вершины от распада B - или D -мезонов, расположенной на расстоянии $\sim 1-2$ см от первичной вершины. На эту особенность впервые серьезное внимание обратили авторы работы [1], сведя информацию о треках, зарегистрированных в области вершинного детектора от каждого отдельного события, к переменным D (параметр рассеяния трека) и Φ (угол наклона трека по отношению к направлению первичного пучка). Они же предложили перейти от D и Φ к более эффективным величинам – моментным функциям от этих переменных, которые затем подаются на вход 3-слойного перцептрона, используемого для дискриминации фоновых событий. В другой работе [2], ориентированной на решение аналогичной задачи, отброс фоновых событий проводится на основании статистической проверки гипотезы о том, что событие является одновершинным. Она выполняется в два этапа: 1) оценивается местоположение вершины, 2) с помощью критерия согласия Колмогорова проверяется соответствие рассматриваемого события нулевой гипотезе.

В настоящее время в рамках коллаборации DISTO [4] ведётся подготовка эксперимента по изучению спиновых эффектов в реакции

$$\uparrow pp \rightarrow pK^+Y \quad (1)$$

на пучке поляризованных протонов ускорителя Сатурн (Сакле, Франция). В этих опытах на первом этапе основное внимание будет уделяться детальному изучению реакций $pp \rightarrow pK^+\Lambda^0$, $pp \rightarrow pK^+\Sigma^0$. Для идентификации указанных реакций и их селекции от идущих с большим сечением фоновых процессов, в частности, от канала $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$, используется то обстоятельство, что Λ^0 имеет время жизни порядка 10^{-10} с и до распада, приводящего к образованию вторичной вершины, может пройти расстояние порядка нескольких см. Гиперон Σ^0 в 100% случаев распадается по каналу $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$ со временем жизни 7×10^{-20} с и может быть идентифицирован по продукту своего распада, т.е. по частицам от распада Λ^0 .

В настоящей работе рассмотрены некоторые алгоритмы поиска вторичной вершины, предлагается простой и эффективный метод её обнаружения, проводится его сравнение с методом, приведённым в работе [1].

1 Эксперимент

Схема экспериментальной установки DISTO представлена на рис. 1.

Аппаратура DISTO состоит из 10 цилиндрических детекторов в двух плечах, расположенных симметрично по обе стороны от направления пучка. Они перекрывают углы рассеяния до 45° в горизонтальной плоскости и $\pm 20^\circ$ по вертикали. Цилиндрическая геометрия была выбрана с целью улучшить импульсное (т.к. в этом случае траектории частиц будут в среднем направлены перпендикулярно к плоскости детекторов, что уменьшит потери энергии) и повысить пространственное разрешения.

Четыре внутренних детектора расположены на расстояниях 20 и 40 см от центра мишени, соответственно, и представляют собой камеры с оптическими волокнами, каждая из которых содержит один слой горизонтальных волокон, а два других слоя расположены по отношению к первому под углами $\pm 45^\circ$. Оптические волокна позволяют, из-за быстрой светоотдачи (в пределах 10 нс), включить эти камеры в триггер, способный перерабатывать большие загрузки.

На расстояниях 90 и 120 см расположены 4 многопроводочные пропорциональные камеры цилиндрической формы. В каждой ка-

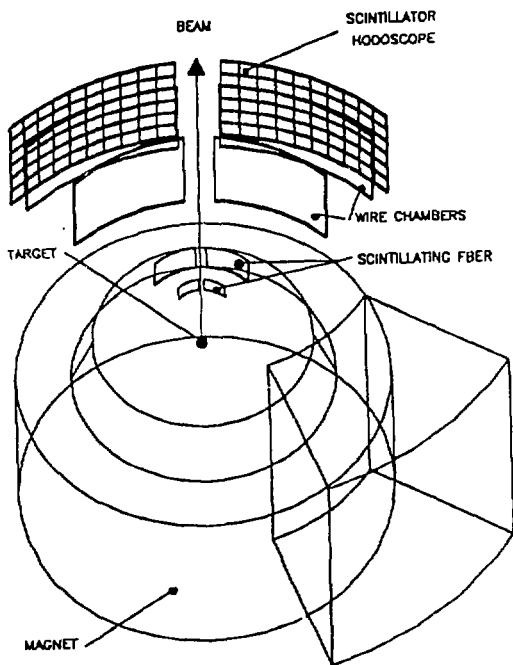


Рис. 1: Схема расположения детектирующей аппаратуры DISTO

мере планируются три координатные плоскости: одна с вертикальными проволочками для определения угловой координаты в горизонтальной плоскости, в то время как в двух других плоскостях проволочки расположены под углами $\pm 45^\circ$ по отношению к вертикали.

Каждый из двух внешних детекторов состоит из 2-х плоскостей, вертикальной и горизонтальной, сцинтилляционных годоскопических счетчиков толщиной 1 см и перекрывающих тот же телесный угол, что и остальные детекторы. Вертикальная плоскость набрана из 10 брусков высотой в 60 см и шириной в 10 см. Горизонтальная плоскость состоит из 6 брусков по 92 см в длину и 10 см в высоту, каждый из которых согнут так, чтобы соответствовать цилиндрической форме.

Для импульсного анализа используется магнит S170, построенный в 1982 году в ЦЕРН для эксперимента PS170 и обеспечивающий максимальную напряженность в 14,7 КГаусс, угловой аксептанс в горизонтальной плоскости, равный $\Delta\theta = \pm 120^\circ$, и угловой аксептанс в вертикальной плоскости – $\Delta\phi = \pm 20^\circ$.

Для отбора событий, связанных с рождением лямбда- и сигма-частиц, и отбрасывания фона планируется использовать двух-уровневую систему триггера. Триггер первого уровня предназначен для селекции событий по множественности. При этом отбираются только четырех-лучевые события:

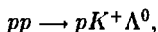
- по два луча в обоих плечах установки (триггер А),
- три луча в одном плече и один луч в другом (триггер Б).

Для выработки триггерного сигнала используются импульсы с внутренних камер с оптическими волокнами и со сцинтилляционных годоскопов. Триггер второго уровня выполнен на базе четырех RISC процессоров. В них планируется выполнять геометрическую реконструкцию каждого события с целью поиска вершины от распада лямбда- или сигма-частицы.

2 Моделирование событий

Для моделирования работы экспериментальной установки и изучения исследуемых процессов на ЭВМ в коллаборации на основе пакета GEANT [5] была создана программа LACYL. Генерация первичного взаимодействия (реакции $pp \rightarrow pK + \Lambda^0$, $pp \rightarrow pK + \Sigma^0$, $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$) осуществляется с помощью программы GENBOD [6], которая позволяет разыгрывать методом Монте-Карло многочастичные события согласно лоренц-инвариантному фермиевскому фазовому пространству. Каждая вторичная частица (продукт реакции) сопровождается через известное магнитное поле, в котором она отклоняется в зависимости от её заряда и импульса, а также трассируется через все детекторы с учётом многократного рассеяния и потерь энергии в веществе установки. Нестабильные частицы распадаются в соответствии с их временами жизни и вероятностями распада по различным каналам, а частицы от их распада также трассируются через установку.

Для решения поставленной задачи с помощью программы LACYL был получен файл данных для реакции



содержавший информацию с детекторов (координаты частиц, потери энергии и времена пролета) для каждого события, в котором по крайней мере две положительно заряженные частицы пересекли детекторы в одном плече и по крайней мере одна положительно заряженная и одна отрицательно заряженная частицы были зарегистрированы в другом плече. Кроме того, каждое такое событие содержало данные об энергии и составляющих импульса пучкового протона, координаты вершины взаимодействия, составляющие импульсов рассеянного протона p_1 , K^+ и Λ^0 , координаты вершины распада Λ^0 и составляющие импульсов протона p_2 и π^- – продуктов распада Λ^0 .

Следует отметить, что в выбранной для установки системе координат ось OZ совпадала с направлением первичного пучка, ось OX лежала в горизонтальной плоскости, а ось OY – в вертикальной. В статье используются следующие единицы измерения: сантиметр, радиан.

3 Алгоритмы поиска вторичной вершины

3.1 Отбор событий по расстоянию между первичной и вторичной вершинами

На рис.2а приведено распределение Z -координат точек взаимодействия первичного протона, а на рис.2б – Z -координат вершин распада Λ^0 . Из этих распределений видно, что наиболее простой способ отбора событий, связанных с рождением Λ^0 (он приведён в работе [4]) состоит в идентификации событий по расстоянию между первичной и вторичной вершинами. Для его реализации необходимо провести в реальном времени эксперимента геометрическую реконструкцию события с целью поиска обеих вершин. Эта процедура является очень времязатратной и не может быть выполнена в полном объёме и с высокой точностью за приемлемое время. Очевидно, что любые упрощения, ускоряющие процесс анализа события, будут приводить

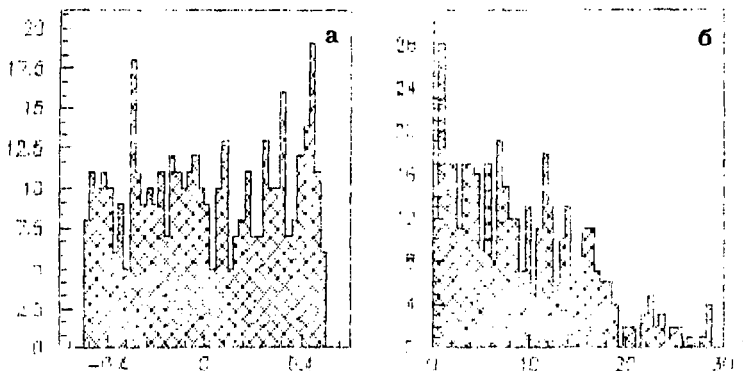


Рис. 2: Распределения Z -координат: а) точек взаимодействия первичного протона, б) вершин распада Λ^0

к потере полезных событий. Поэтому нами были предприняты попытки поиска альтернативных подходов для решения рассматриваемой задачи.

3.2 Отбор событий по D и Φ параметрам [1]

На рис.3 схематически представлена геометрия события, связанная с рождением и распадом Λ^0 -частицы. Здесь же указаны те характеристики отдельного трека, которые используются в работе [1] в качестве базиса для отбора событий со вторичной вершиной.

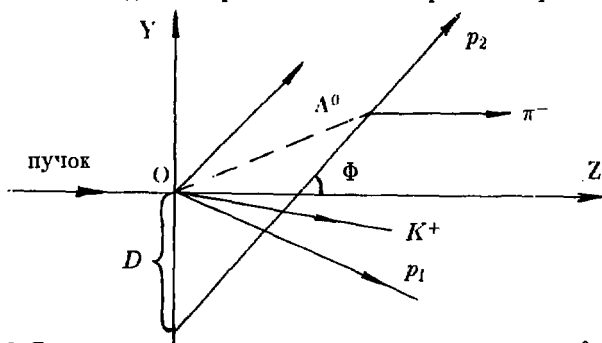


Рис. 3: Геометрия события, связанная с рождением и распадом Λ^0 -частицы

На рис.4а и 4б приведены распределения параметра рассеяния

D и угла наклона Φ (YOZ -проекции¹⁾) для треков от протона p_1 и K^+ (фоновые события), а на рис.5а и 5б – соответствующие распределения для протона p_2 и π^- от распада Λ^0 (сигнальные события).

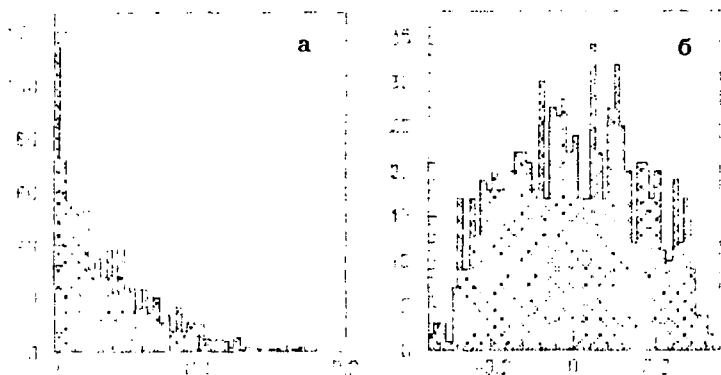


Рис. 4: Распределения: параметра рассеяния D (а) и угла наклона Φ (б) (YOZ -проекции) для треков от протона p_1 и K^+

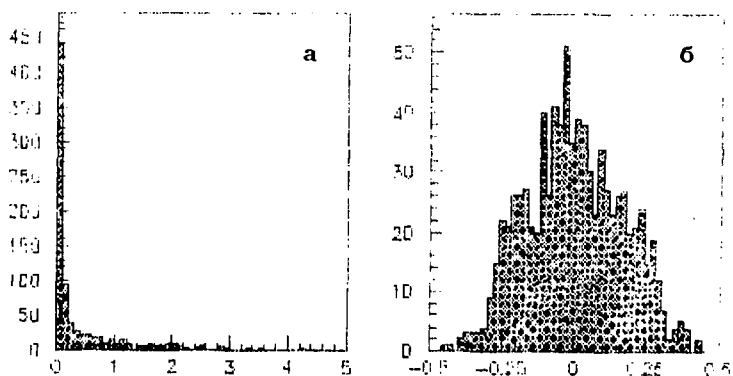


Рис. 5: Распределения: параметра рассеяния D (а) и угла наклона Φ (б) (YOZ -проекции) для треков от продуктов распада Λ^0

Видно, что соответствующие распределения фоновых и сигнальных событий заметно различаются.

¹Т.е. влияние магнитного поля на движущуюся частицу в YOZ -плоскости пренебрежимо мало, то траектории частиц в этой проекции близки к прямолинейным, что упрощает их поиск и определение параметров в реальном времени эксперимента

Перейдем теперь к моментным функциям от переменных D и Φ (подробности см. в работе [1]). В нашем случае это

$$\eta_{02} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (D - \bar{D})^2 \quad \text{и} \quad \eta_{11} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Phi - \bar{\Phi})(D - \bar{D}),$$

где \bar{D} и $\bar{\Phi}$ — средние D и Φ (задавались равными нулю), а N — число треков рассматриваемого типа. В качестве переменной D нами бралось расстояние от точки пересечения треком оси OY до начала выбранной системы координат. На рис.6а и 6б представлены совместные распределения случайных величин η_{02} и η_{11} для фоновых событий, которые приведены полностью, и той части сигнальных событий (заштрихованная гистограмма), которая попадает в область фоновых событий.

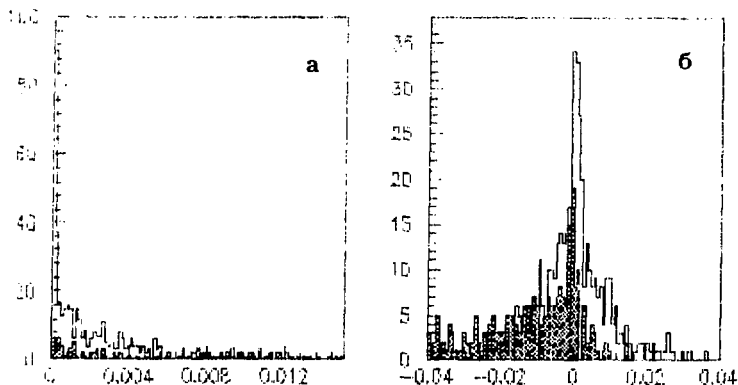


Рис. 6: Распределения случайных величин η_{02} (а) и η_{11} (б) для фоновых и части сигнальных (штрихованная гистограмма) событий, попавших в область фона

Для классификации событий по различию распределений в пространстве переменных η_{02} и η_{11} воспользуемся многослойной нейронной сетью с прямоточной структурой из пакета JETNET 2.0 [7]. Её схема представлена на рис.7.

Сеть имела следующие параметры:

- число слоев — 3
- число нейронов на входе — 2
- число нейронов в скрытом слое — 8

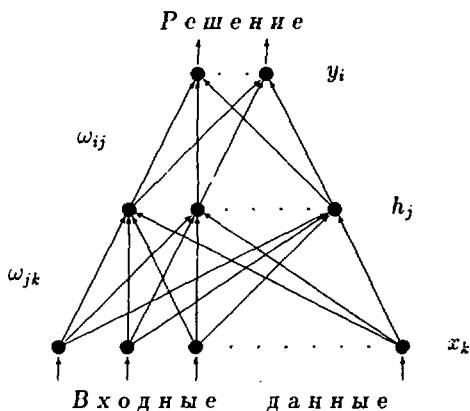


Рис. 7: Структура прямоточной нейронной сети с одним скрытым слоем

- число выходных нейронов – 1.

Для минимизации функции ошибок на этапе обучения сети использовался алгоритм **back-propagation** [8].

При тестировании сети сорт события определялся по величине выходного сигнала y : если оно не превышало некоторое пороговое значение, то событие считалось фоновым, в противном случае – от распада Λ^0 . На вход сети (выборка состояла из 500 фоновых и 500 сигнальных событий) последовательно подавались три массива входных данных:

1. смесь событий обоих сортов,
2. только сигнальные события,
3. только фоновые события.

В каждом из рассмотренных случаев подсчитывались вероятности, соответственно, разделения событий разного сорта из смеси, распознавания событий от распада Λ^0 , распознавания фоновых событий. Для порога y_g , равного 0,5 получены следующие результаты: разделение событий из смеси – 81,9%, распознавание событий от Λ^0 – 68,6%, распознавание фоновых событий – 95,2%.

Кроме того, в первом случае подсчитывались вероятности распознавания событий от распада Λ^0 и фоновых событий для разных величин порога. На рис.8 приведены кривые зависимости величины накопленной вероятности $F(y) = \text{Pr}\{y < y_g\}$ для событий от распада Λ^0 и зависимости $1 - F(y)$ для фоновых событий.

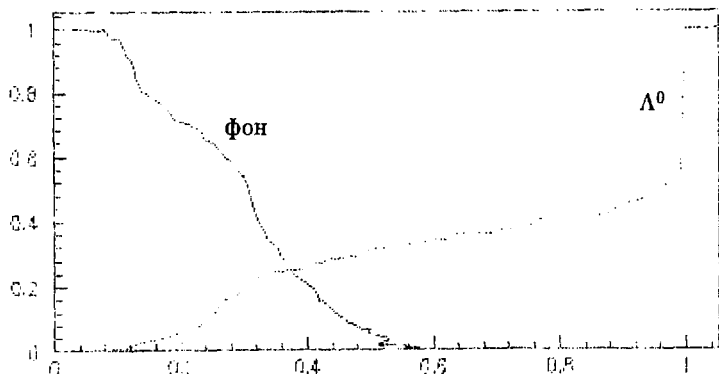


Рис. 8: Кривые зависимости величины накопленной вероятности $F(y) = \text{Pr}\{y < y_g\}$ для событий от распада Λ^0 и зависимости $1 - F(y)$ для фоновых событий: алгоритм работы [1]

Т.о., если взять пороговое значение равным $y_g = 0,6$, будут регистрироваться $\approx 66\%$ сигнальных событий и отбрасываться почти все фоновые события.

3.3 Отбор событий по параметру D_z

Как отмечалось выше, авторы работы [1] свой метод построили на том обстоятельстве, что распределения случайной величины D для частиц, испускаемых из первичной вершины и для частиц — продуктов от распада Λ^0 , заметно отличаются. Разница в распределениях от величины Φ не столь очевидна. В работах [2] и [3] в основу метода положено расстояние между первичной и вторичной вершинами.

Мы обратили внимание на то обстоятельство, что кинематика рождения нестабильной частицы вносит свою характерную особенность в геометрию событий. Она состоит в том, что импульс нестабильной частицы в основном не совпадает по направлению с импульсом первичного пучка. Это приводит к тому, что импульсы вторич-

ных частиц от распада нестабильной частицы имеют направления существенно отличающиеся от того, что присуще частицам, испускаемым из первичной вершины. Это натолкнуло нас на мысль использовать в качестве параметра, позволяющего обнаружить наличие в рассматриваемом событии вторичной вершины, координату точки пересечения прямой (совпадающей с треком частицы) с направлением первичного пучка (см. рис.3). В какой-то степени эта величина подобна параметру рассеяния D , однако в отличие от [1] здесь в качестве меры предлагается использовать величину рассеяния трека относительно плоскости YOZ (или XOZ).

На рис.9а и 9б представлены распределения Z -координат точек пересечения траекторий частиц в YOZ -проекции для фоновых (а) и сигнальных (б) событий. Видно, что они сильно различаются.

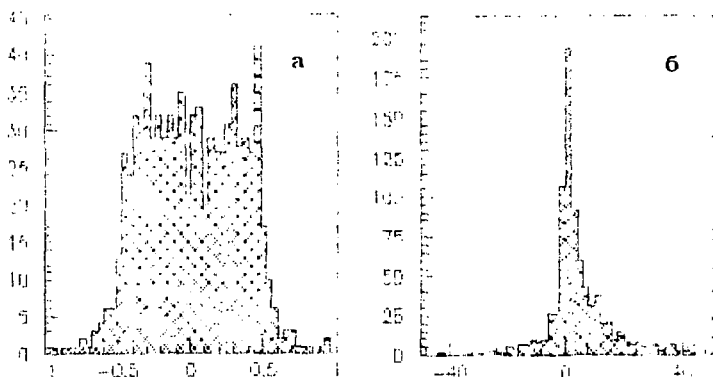


Рис. 9: Распределения Z -координат точек пересечения траекторий частиц в YOZ -проекции для фоновых (а) и сигнальных (б) событий

По аналогии с [1] перейдем к моментным переменным

$$\xi_{02} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (D_i - \bar{D}_z)^2 \quad \text{и} \quad \xi_{11} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Phi_i - \bar{\Phi})(D_i - \bar{D}_z),$$

где \bar{D}_z и $\bar{\Phi}$ — средние D_z и Φ (задавались равными нулю), а N — число треков рассматриваемого типа. В качестве переменной D_z нами бралось расстояние от начала системы координат до точки пересечения треком оси пучка. На рис.10а и 10б представлены совместные распределения случайных величин ξ_{02} и ξ_{11} для фоновых событий,

которые приведены практически полностью, и тех сигнальных событий (на рисунках они заштрихованы), которые попали в область фоновых событий.

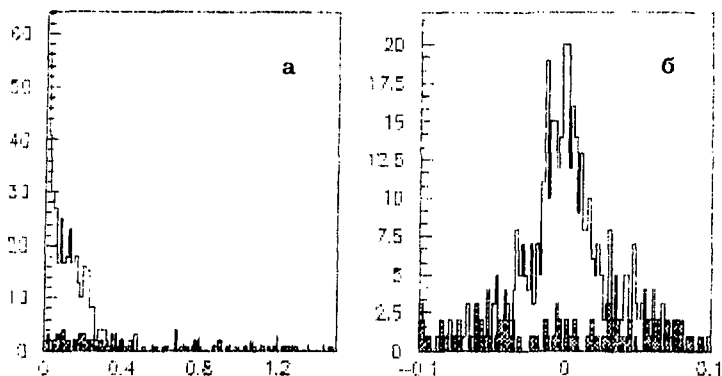


Рис. 10: Распределения случайных величин ξ_{02} (а) и ξ_{11} (б) для фоновых событий и части сигнальных событий (на рисунках они заштрихованы), попавших в область фоновых

Для выбранного критического значения $\xi_{02} = 0,5$ число фоновых событий, интерпретированных как сигнальные, (ошибка 2 рода) составило 37, а число сигнальных событий, попавших в область фоновых (ошибка 1 рода), равно 57. Соответствующие величины для переменной ξ_{11} и области $|\xi_{11}| \leq 0.1$ составили: 5 и 126. Если же воспользоваться нейронной сетью с целью классификации событий в пространстве переменных ξ_{02} и ξ_{11} , то идентификация сигнальных и фоновых событий будет практически однозначной (см. рис.11).

Заключение

Таким образом, новые переменные, в особенности величина ξ_{02} , позволяют проводить эффективную селекцию событий, содержащих вторичную вершину. Для этого не требуется проводить геометрическую реконструкцию событий с целью поиска первичной и вторичной вершин, а также нет острой необходимости использовать для отбора сигнальных событий нейронную сеть. Однако, если воспользоваться дополнительно нейронной сетью, то можно добиться почти

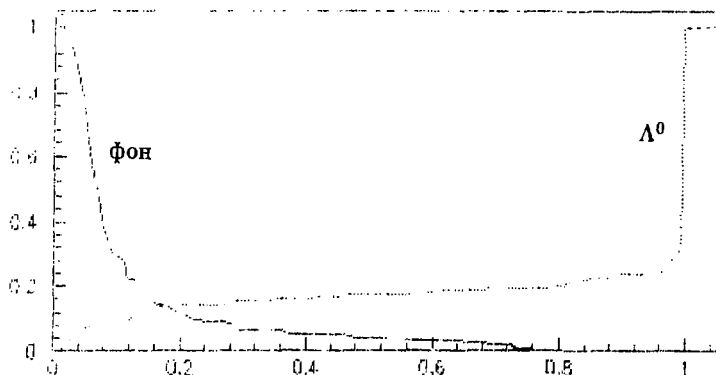


Рис. 11: Кривые зависимости величины нормальной вероятности $F(y) = \text{Pr}\{y < y_g\}$ для событий от распада Λ^0 и зависимости $1 - F(y)$ для фоновых событий: наш алгоритм

полной дискриминации фоновых событий. Очевидно, что предлагаемый алгоритм не исключает возможности его совместного использования с методом, предложенным в работе [4].

Литература

- [1] L.Gupta et al. "Neural Network Trigger Algorithms for Heavy Quark Event Selection in a Fixed Target High Energy Physics Experiment". FERMILAB-Pub-91/17, FNAL, Batavia, 1991.
- [2] Г.А.Ососков, Н.А.Русакович, Н.И.Чернов. "Быстрый алгоритм анализа многотрековых событий с образованием короткоживущих частиц". Препринт ОИЯИ, Р10-90-367, Дубна, 1990.
- [3] B.Denby. "Tutorial on Neural Networks Applications in High Energy Physics: 1982 Perspective". In Proc. of the Second International Workshop on "Software Engineering, Artificial Intelligence and Expert Systems in High Energy Physics". January 13-18, 1992 L'Agelade France-Telecom La Londe-les-Maures

(France). New Computing Techniques in Physics Research II, edited by D.Perret-Gallix, World Scientific, 1992, p.287.

- [4] DISTO collaboration, J.Arviex et al., 1991, Proposal 213 at Saturne.
- [5] R.Brun et al. *GEANT3 Reference Manual*. CERN Program Library Long Writeup W5013, DD/EE/84-1, 1987.
- [6] F.James. "*N-Body Event Generator*". CERN Program Library Long Writeup W515, 1987.
- [7] L.Lönnblad et al. "*Pattern Recognition in High Energy Physics with Artificial Neural Networks - JETNET 2.0*", LU TP 91-18 (1991).
- [8] D.E.Rumelhart et al. "*Learning Internal Representations by Error Propagation*", in D.E.Rumelhart and J.L.McClelland (eds.) "*Parallel Distributed Processing: Explorations in the Microstructure of Cognition*", (Vol. 1), MIT Press, Cambridge, MA (1986).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июля 1993 года.