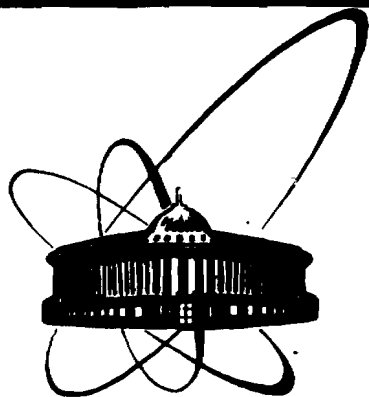




**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна**

P1-88-523

А.Г.Володько

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРШИНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПО КООРДИНАТНОЙ ИНФОРМАЦИИ ЛИВНЯ
В ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ**

1988

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействия частиц высоких энергий сопровождаются, как правило, образованием большого числа вторичных частиц, вылетающих, особенно в экспериментах с фиксированной мишенью, под малыми углами относительно направления первичной частицы. Кроме того, гамма-кванты из распадов π^0 -мезонов также образуют электромагнитные ливни преимущественно в переднем направлении. Все это приводит к тому, что трековые детекторы, имеющие конечное пространственное разрешение, зачастую не могут, особенно в случае отсутствия магнитного поля, выделить отдельную траекторию из ливня рождающихся частиц и, соответственно, дать информацию о вершине взаимодействия.

При использовании протяженной мишени и, особенно, с ростом энергии взаимодействия трудности в определении вершины существенно возрастают. Зачастую для этой цели используется в он- или офф-лайн режиме специальный триггер на частицу, вылетающую под большим углом, однако по условиям эксперимента это далеко не всегда возможно.

Существуют методы определения направления ливня и, соответственно, вершины взаимодействия по амплитудно-координатной информации, например, с помощью сегментированных калориметров. Однако, как правило, калориметры располагаются далеко от мишени и, соответственно, точность такой процедуры невелика. Кроме того, такая методика требует существенного усложнения и, естественно, удорожания регистрирующей аппаратуры.

В данной работе на примере головной части спектрометра ПА-4 предпринята попытка определения вершины взаимодействия по ливневой информации, зарегистрированной теск-аппаратами пропорциональными камерами.

Основные характеристики головной части спектрометра '4':

длина мишени — 10 м,

энергия падающих мюонов — 100–280 ГэВ,

средний угол вылета рассеянного мюона /единичной измеренной частицы/ — 60 град.,

детекторы — 2 теск-аппарата трехкоординатная пропорциональная камера с длиной пластины 2,3 м, поперечными размерами 1,5, 2,1 м,

магнитное поле в области мишени и детектора отсутствует /см. рис. 1/.

Рис. 1. Головная часть спектрометра '4'.

ФРОНТАЛЬНЫЙ СПЕКТРОМЕТР

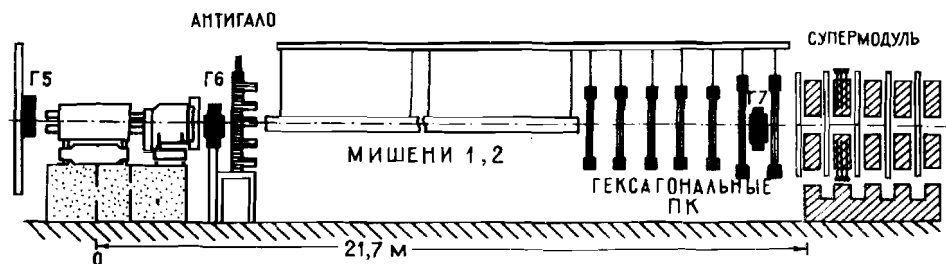


Рис. 1. Схема головной части спектрометра NA-4.

Основная идея предлагаемого метода - использовать только координатную информацию от ливня вторичных частиц /вернее - его части/ для формирования "квазитрека", с помощью которого определить вершину взаимодействия.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ПРОЦЕДУРА

Прежде всего, для простоты, предположим, что

- эффективность пропорциональных камер близка к 100%,
- вторичные частицы не взаимодействуют в области камер,
- нет фона, в том числе "шумящих" каналов электроники.

Естественно, что нарушение этих условий в определенной степени затрудняет решение задачи, но, как увидим в дальнейшем, несущественно.

В случае отсутствия магнитного поля координаты вторичных заряженных частиц в пропорциональных камерах лежат на прямых линиях.

Введем определение "центральной симметрической тяжести" /ЦСТ/ как среднего расстояния от произвольной оси /z-оси/ до набора координат от заряженных треков в каждой плоскости детектора. Можно видеть, что ЦСТ-точки образуют некоторый "эффективный трек", эквивалентный реальному. Действительно, если все n вторичных треков проходит через все камеры /детекторы/, то и координаты точек, полученных усреднением координат треков в каждой камере, также лежат на прямой линии, проходящей через общую вершину /вершину взаимодействия/, тангенс угла наклона этой линии есть среднее тангенсов угла наклона суммируемых прямых.

В общем же случае, когда через различные плоскости камер /детекторов/ проходит разное число вторичных треков, это положение неверно, и необходимы определенные правила для вычисления ЦСТ-координат.

При отсутствии вторичных взаимодействий все треки имеют общую точку - вершину взаимодействия. Таким образом, если мы возьмем конус с вершиной в этой точке и с поверхностью, определяемой линиями, связывающими эту вершину с границами самой удаленной плоскости камер, то легко видеть, что все треки *внутри* этого конуса будут пересекать все камеры. Ведя суммирование в камерах по координатам только внутри этого конуса, мы получим "хорошие" ЦСТ-координаты.

На рис. 2 представлено три варианта выбора первого приближения для вершины конуса VX_0 , VY_0 , VZ_0 в головной части спектрометра NA-4:

- 1/ далеко вверх по пучку от реальной вершины;
- 2/ вблизи реальной вершины;
- 3/ вниз по пучку от реальной вершины.

Видно, что в случае 2 линейный фит, проведенный по координатам ЦСТ, проходит практически через вершину взаимодействия.

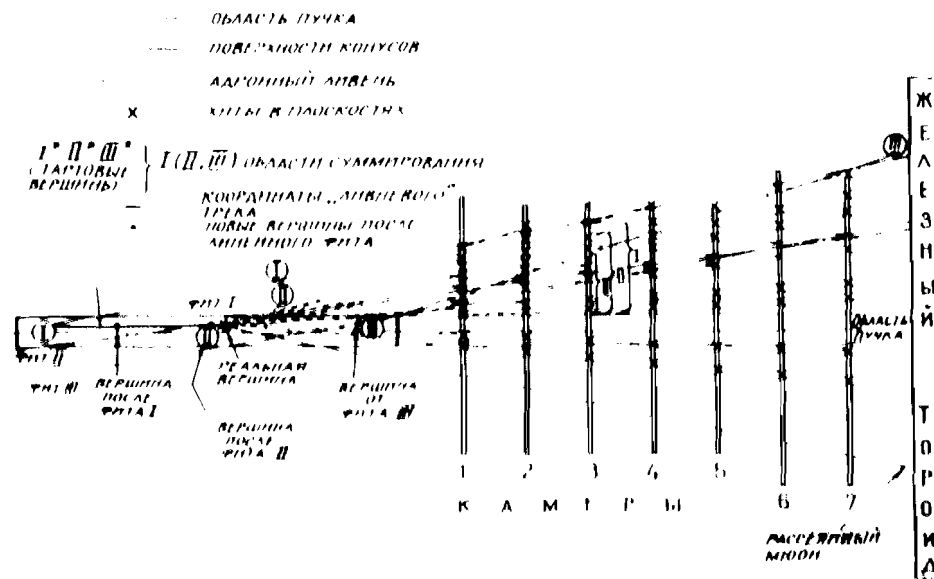


Рис. 2. Схема выбора первого приближения для "конуса суммирования".

В случае 1 линейный фит по координатам ЦГТ дает координаты вершины конуса VX_1, VY_1, VZ_1 , которые смещены от VX_0, VY_0, VZ_0 в сторону реальной вершины. Мы можем взять эти координаты в качестве новой вершины конуса и повторить процедуру. Итерации повторяются /координаты, конусы, фиты .../ до тех пор, пока

а/ число итераций не превысит разумного предела /обычно $3 \div 5$ /;

б/ разности между старыми и новыми значениями координат вершины

$$\Delta Z = VZ_i - VZ_{i-1}, \quad \Delta R = R_i - R_{i-1},$$

где

$$R_i = \sqrt{VX_i^2 + VY_i^2}$$

не станут меньше требуемой точности.

Подобные же результаты получаются и в 3 варианте, однако смещения в этом случае меньше, и временами итерации прекращаются, хотя вершина конуса еще далека от реальной вершины взаимодействия.

Необходимо отметить, что при суммировании координат по всей ограниченной конусом части плоскости камеры координаты ЦГТ могут оказаться очень близко к оси пучка, т.к. ливень вторичных, в основном, симметричен относительно направления первичной. В этом случае угол θ_n наклона прямой, проходящей через ЦГТ, будет очень мал и, соответственно, вершина взаимодействия, вычисляемая как точка пересечения этой прямой с первичным треком, будет определена с большими погрешностями. Поэтому для суммирования предлагается использовать только часть ливня /азимутальные ограничения/.

В частном случае NA-4 спектрометра для суммирования в камерах выбирались только области, противоположные по азимуту области прохождения трека рассеянного мюона /азимут рассеянного мюона определялся в основной, торoidalной, части спектрометра/.

При этом, как следует из кинематики, эти области плоскостей камер должны содержать большую часть ливня и, кроме того, всегда $\theta_n = 0$.

Таким образом, область конуса для любой камеры и торoidalной части NA-4 спектрометра была разделена на шесть азимутальных секторов /60° каждый/. Если рассеянный мюон проходит, например, через сектор IV /II, -Y оси/, то вычисление ЦГТ координат производится только в секторе III /I, +Y оси/ /см.рис. 3/.

Все это означает, однако, что можно использовать для вычисления точек ЦГТ только 2 проекции из 3 для каждой секторальной камеры.

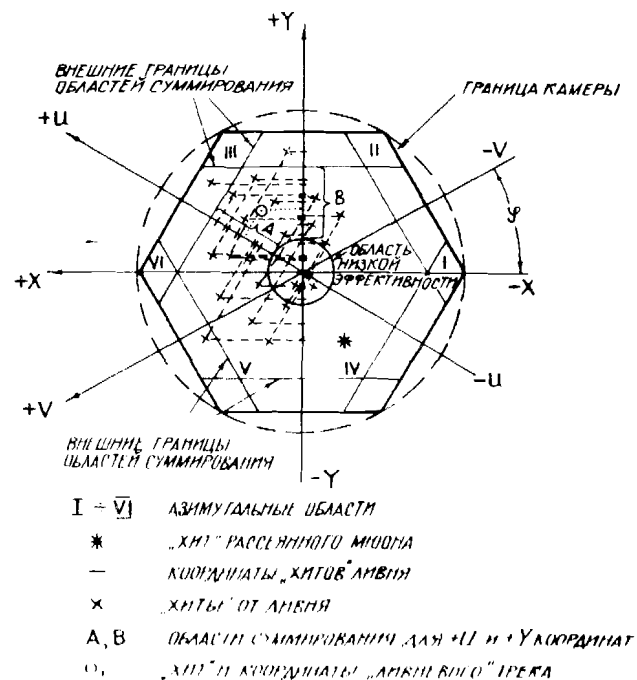


Рис. 3. Схема суммирования хитов в плоскости пропорциональной камеры.

Примечание. В случае прямоугольных пропорциональных камер целесообразно использовать квадрант, противоположный тагированной частице.

В конкретном приложении к эксперименту NA-4 процедура определения вершины взаимодействия по ливню вторичных частиц в секторальных камерах состояла в следующем.

1. В качестве начального значения VZ_0 вершины конуса рассматривались два варианта:

а/ $VZ_0 = 100$ см / $3,5$ м вверх по пучку от начала мишени $VZ_1 = 430$ см/;

б/ $VZ_0 = VZ_{\mu}$ — точка пересечения продолжения рассеянного мюона из торoidalной части спектрометра.

В качестве VX_0, VY_0 координат брались координаты первичной частицы в пучковом телескопе / $VZ_{\mu} = 370$ см/.

2. По азимуту рассеянного мюона для всех камер определялись сектора суммирования координат ливня и набор соответствующих проекций /I, +V/, /II, +V/, /III, +Y/, /IV, -Y/, /V, -Y/, и /VI, +Y/.

3. Из выбранной вершины проводился конус к краям самой удаленной камеры /камера №7/ и вычислялись наружные границы областей суммирования во всех остальных плоскостях - $U_{\min}^{\max}$, $Y_{\min}^{\max}$.

Следует отметить, что ввиду высокой интенсивности первичного пучка ($\approx 5 \cdot 10^7$ μ /цикл) при проведении эксперимента в центральных областях гексагональных камер искусственно понижалась эффективность. Поэтому при суммировании центральные области $/R \leq 5$ см/ игнорировались.

4. В каждой плоскости по каждой координате в выбранной области суммирования определялись следующие величины:

$$e_k = \frac{\sum_{i=1}^N (\text{координата следа частицы ливня})}{N},$$

где e_k - координата ЦГТ в данной области,

$$s_k^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (\text{координата следа частицы ливня})^2}{N}.$$

$$\sigma_k = \sqrt{e_k^2 - s_k^2}, \quad w_k = 1/\sigma_k.$$

где N - число следов частиц ливня в области, $k = 1$ / для каждой проекции.

5. При условии ненулевых координат e_k не менее чем в 3 плоскостях проводился линейный фит в каждой проекции. По результатам фита проводился "выброс" /если это необходимо/ "плохой" точки - $(e_k - e_k^{fit})^2 \cdot w_k^2 > 1$. После этого линейный фит повторялся /число точек в фите должно быть ≥ 3 /.

6. По окончании процедуры фитирования в двух проекциях определялись координаты VZ_1 , VX_1 , VY_1 в области минимального расстояния между первичным треком и "треком ливня".

Если

$$\Delta Z = |VZ_0 - VZ_1| > 1 \text{ м}$$

или

$$\Delta R = \sqrt{(VX_0 - VX_1)^2 + (VY_0 - VY_1)^2} > 5 \text{ мм}$$

вершина VZ_1 , VX_1 , VY_1 принималась как хорошая.

В противном случае вся процедура повторялась, а в качестве координат стартовой точки брались значения

$$VZ_1 = VX_1 = VX_0 + 0,1 \cdot (VX_0 - VX_1),$$

$$VY_1 = VY_0 + 0,1 \cdot (VY_0 - VY_1).$$

7. Выход из процедуры происходил либо по достижении необходимой точности, либо по числу итераций.

Предусмотрен вариант двухкратного изменения по азимуту области суммирования в случаях:

- недостаточного числа "хороших" точек для линейного фита в проекции /число точек < 3 /;
- превышения максимального числа итераций без достижения требуемой точности;
- если тангенс угла наклона "ливневого трека" меньше 0,01.

ПРОВЕРКА ПРЕДЛОЖЕННОЙ ПРОЦЕДУРЫ НА МОДЕЛИРОВАННЫХ СОБЫТИЯХ

Для моделирования событий была использована адаптированная для NA-4 спектрометра программа GEANT (SIMUL NA-4 ¹²) с модифицированными подпрограммами HADRON и GUDGIT.

Стандартная NA-4 программа PATRAS использовалась для восстановления параметров рассеянного мюона, а разработанная программа SHOWER - для определения "ливневого трека" и независимого восстановления вершины взаимодействия.

Необходимо отметить, что при моделировании мы не старались точно воспроизвести само взаимодействие, вернее, адронную часть глубоконеупругого рассеяния мюона /определенная модель, распады и взаимодействия вторичных и т.п./, а стремились более или менее реалистично воспроизвести картину ливня в гексагональных камерах /число хитов, их распределения/, чтобы проверить чувствительность предложенной методики к различным типам событий /адронные ливни, электромагнитные ливни и их комбинации/.

1. Генерация заряженных адронов

Сначала при энергии 280 ГэВ генерировалось событие глубоконеупругого рассеяния /GHP/ мюона в головной части спектрометра. Затем, для уменьшения доли событий с малой множественностью, на инвариантную массу образовавшихся адронов

$$W^2 = 2m_p \cdot E - Q^2 + 2m_p^2,$$

где Q^2 - переданный 4 импульс, $E = E_0 + E_{\mu}$ - энергия адронов в лабораторной системе, m_p - масса протона, накладывалось ограничение

$$/A/ W^2 \geq 20 \text{ ГэВ}^2.$$

Из кинематики ГНР определялись компоненты адронного ливня P_X, P_Y, P_Z . Затем, согласно работе ^{/3/}, вычислялось среднее число заряженных частиц

$$\langle n \rangle_{ch} = 1,1 + 0,895 \cdot \ln(W^2),$$

и, согласно работе ^{/4/}, соотношение между средними числами положительно и отрицательно заряженных частиц, исходя из величины

$$R = (0,59 \cdot \exp(x) + 1,91) \cdot 0,5,$$

где x - скейлинговая переменная.

Отсюда

$$\langle n \rangle_{-} = \langle n \rangle_{ch} / 1,0 + R, \quad \langle n \rangle_{+} = \langle n \rangle_{ch} - \langle n \rangle_{-}.$$

Далее, согласно распределению Пуассона, генерировались числа образовавшихся π^- и K^- -мезонов, причем

$$\langle n \rangle_{\pi^{-}} = 0,85 \cdot \langle n \rangle_{-}, \quad \langle n \rangle_{K^{-}} = 0,9 \cdot \langle n \rangle_{-}.$$

В качестве критерия отбора для "полноценности" ливня накладывалось ограничение

$$/B/ N = (N_{\pi^{+}} + N_{\pi^{-}} + N_{K^{+}} + N_{K^{-}}) \geq 2.$$

Отброшенные по критериям $/A/$ и $/B/$ события составляли 3% от полного числа сгенерированных событий глубоководного рассеяния.

Далее, для первых $N^{+} = N - 1$ сгенерированных частиц ливня случайным образом, согласно работам ^{/4,5,6/}, определялись величины $z_i = E_{had}^1 / E_{had}^2$ и $(p_T^2)_i$ из таблиц функций $PROZ = \exp(-3,64 - z) / z$ и $PROPT^2 = \exp(-3,8 - p_T^2)$, и, соответственно, $E_{had}^1 = z_i \cdot E_{had}^2$ и $(p_T)_i$. На этом этапе проводились следующие проверки:

$$a/ 0,4 \leq \sum_{i=1}^{N^{+}} z_i \leq 0,9;$$

при нарушении этого критерия генерация по z_i повторялась;

$$b/ (p_T)_i \leq 0,4 \cdot E_{had}^1,$$

при нарушении этого условия $(p_T)_i = 0,35 \cdot E_{had}^1$. Затем случайным образом для каждого адрона генерировался азимутальный угол ϕ , соответственно, p_{x_i} и p_{y_i} - компоненты импульсов. Продольная компонента определялась как

$$p_{z_i} = \sqrt{(E_{had}^1)^2 - (p_T)_i^2 - m_i^2},$$

где m_i - масса π^- или K^- -мезона.

Последней из сгенерированных частиц $N - N^{+} = 1$ приписывались "нескомпенсированные" компоненты импульсов

$$p_{x_{LAST}} = P_X - \sum_{i=1}^{N^{+}} p_{x_i}, \quad p_{y_{LAST}} = P_Y - \sum_{i=1}^{N^{+}} p_{y_i},$$

а также "нескомпенсированная" энергия

$$E_{LAST} = (1 - \sum_{i=1}^{N^{+}} z_i) \cdot E.$$

В качестве продольной компоненты для этой частицы выбиралась большая из двух величин

$$p_{z_{LAST}} = P_Z - \sum_{i=1}^{N^{+}} p_{z_i}$$

и

$$p_{z_i} = \sqrt{E_{LAST}^2 - p_{x_{LAST}}^2 - p_{y_{LAST}}^2 - m_{\pi}^2}.$$

На последнем этапе генерации адронного ливня осуществлялось проведение треков через детекторы и оцифровка хитов.

На рис. 4а представлены распределения по ΔVZ -разностям между сгенерированными z -координатами вершин взаимодействия и восстановленными с помощью программ SHOWER и PATRAC, а на рис. 4б - соответствующие распределения по R -расстояниям от z -оси.

На рис. 4в представлено распределение по множественности заряженных частиц для генерированных событий.

Как видно из рис. 4а,б, распределение по ΔVZ после программы SHOWER выглядит слегка поуже, а распределение по R - более реалистично, чем соответствующие распределения после программы PATRAC.

Небольшая статистика генерации не позволяет, однако, сделать более определенное заключение.

2. Генерация электромагнитных ливней

При генерации электромагнитных ливней мы не стремились в деталях воспроизвести их характеристики, а старались получить достаточно реалистичную картину ливней в текстовом

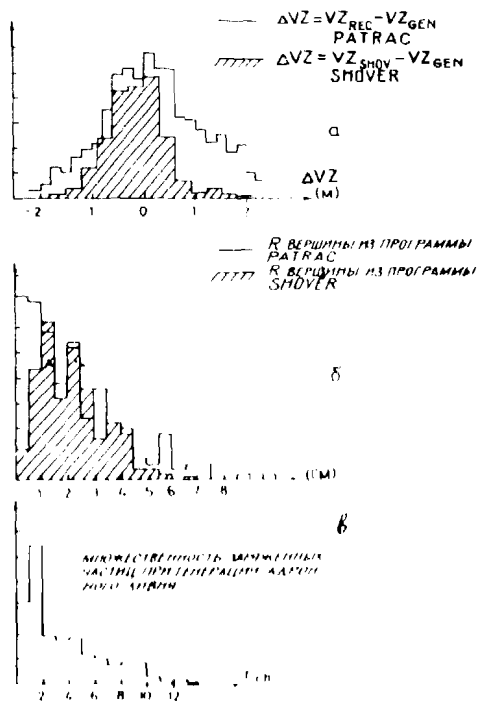


Рис. 4. Распределение по ΔVZ -разностям между сгенерированными z -координатами вершин взаимодействий и теми, что восстановлены в помощью программ SHOWER и PATRAC в случае генерации вместе с рассеянным мюоном только заряженных адронов /а/. Соответствующие распределения по величине R - расстоянию от восстановленной вершины до оси z /б/. Распределение событий по множественности заряженных адронов /в/.

нальных камер с тем, чтобы проверить способность нашей программы восстановить вершину взаимодействия.

При генерации предполагалось:

- а/ большое число хитов в малой области плоскости камеры;
- б/ различное число хитов в разных плоскостях камер;
- в/ отсутствие совпадающих хитов в соседних плоскостях.

Мы предполагали также, что электромагнитные ливни образуются γ -квантами от распада π^0 -мезонов, и, поскольку энергии этих мезонов велика, ось отдельного ливня практически совпадает с направлением π^0 -мезона.

Кроме того, поскольку среда, в которой распространяется ливень /жидководородные мишени, воздух, трековые детекторы/ имеет достаточно малую плотность, сами ливни мы считали "развивающимися", т.е. и число частиц / e^+e^- / в ливне, и его поперечные размеры постепенно возрастают с расстоянием от вершины ливня.

Известно, что поперечные размеры "развивающегося" ливня достаточно хорошо описываются функцией вида [2]

$$R = a \cdot k^b,$$

где k - показатель, зависящий от плотности среды, а b - продольные размеры ливня и радиационных длин.

В нашем случае малой плотности достаточно хорошим является линейное приближение

$$R \approx R_0 \cdot (1 + kz),$$

где z - расстояние от вершины ливня /в метрах/.

То же самое относится и к числу частиц /электронов/ в ливне. Кроме того, это число должно быть пропорционально энергии γ -кванта / π^0 -мезона/, т.е.

$$N(z) = k_1 \cdot N_0 \cdot E_{\pi^0} \cdot z.$$

С учетом этих предположений генерация электромагнитных ливней в головной части спектрометра NA-4 осуществлялась следующим образом:

1. Число хитов от электромагнитного ливня в каждой плоскости пропорциональных камер определялось как

$$NGEN_i = 2,0 + 0,5 \cdot p \cdot \Delta z_i \leq NGEN_{\max},$$

где 2,0 и 0,5 - достаточно произвольные константы, p - импульс родительского π^0 -мезона (в ГэВ/с), Δz_i - расстояние от вершины взаимодействия до данной плоскости /в метрах/, $NGEN_{\max} = 70$ /ограничение генерации/.

2. В качестве родительского π^0 -мезона брался заряженный мезон из адронной генерации. Вычислялись точки пересечения трека заряженного мезона с плоскостями камер.

3. Координаты этих точек пересечения использовались затем как центры гауссовских распределений хитов частиц ливня в данной плоскости. В каждой плоскости происходило $NGEN_i$ раз обращение к стандартной подпрограмме генерации по Гауссу

$$NORMGSO(XH, YH, XCESH, YCESH, \sigma_x, \sigma_y, 0),$$

где XH, YH - координаты сгенерированного отдельного хита в данной плоскости; $XCESH, YCESH$ - координаты центра гауссовского распределения в данной плоскости; σ_x, σ_y - ширины гауссовского распределения в данной плоскости.

В качестве σ_x, σ_y брались величины

$$\sigma_{x1}, \sigma_{y1} = \sigma_0 (1 + k_p \cdot \Delta z_i),$$

где Δz_i - в метрах, а в качестве σ_0 брались $\sigma_0 = 1$ см.

Для величины k_p рассматривались случаи $k_p = 0,06, 0,25$ и $0,4$.

Следует отметить, что для плотностей сред в головной части NA-4 спектрометра $k_p = 0,1$.

4. На заключительном этапе, после стандартной проверки на совпадающие координаты, проводилась цифровая обработка хитов

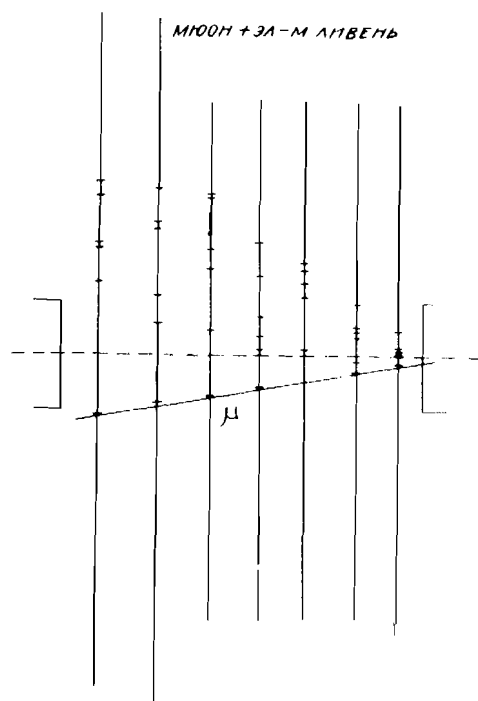


Рис. 5. Типичная картина смоделированного события, когда вместе с рассеянным мюоном генерируется только один электромагнитный ливень.

Нетрудно видеть, что для всякой генерации поперечные размеры ливня для данного Δz_i - одинаковы, а число хитов в данной плоскости зависит от энергии ливня.

На рис. 5 представлена типичная картина одного электромагнитного ливня в одной проекции гексагональных камер /не в масштабе/.

На рис. 6 изображены области, занятые электромагнитным ливнем на 2 σ -уровне /-90% хитов/ в последней гексагональной камере №7 для различных значений k_{μ} , когда вершина взаимодействия - в

середине мишени / $\Delta z = 12$ м, $p_{\mu} = 10$ ГэВ/. Нетрудно видеть, что области, занятые ливнем, достаточно велики.

Хотелось бы отметить, что подобная процедура генерации /большое число хитов, различное число хитов в разных плоскостях, отсутствие совпадающих хитов в соседних плоскостях/ приводит одновременно и проверку реальных условий эксперимента, а именно:

- не 100%-ную эффективность камер,
- наличие вторичных взаимодействий,
- наличие "шумящих" и "мертвых" каналов.

Разработанная программа генерации могла, однако, генерировать при каждом запуске только определенный тип события /на пример, только адронный ливень, только один электромагнитный ливень, только адроны и один электромагнитный ливень и т.д./. Это создавало определенные трудности, но полностью, и то же время, оценить чувствительность предложенной процедуры определения вершины взаимодействия /программа SHOWER/ по отношению к различным типам событий.

Были сгенерированы и обработаны следующие типы событий /вместе с рассеянным мюоном/:

- 1/ только один электромагнитный ливень,

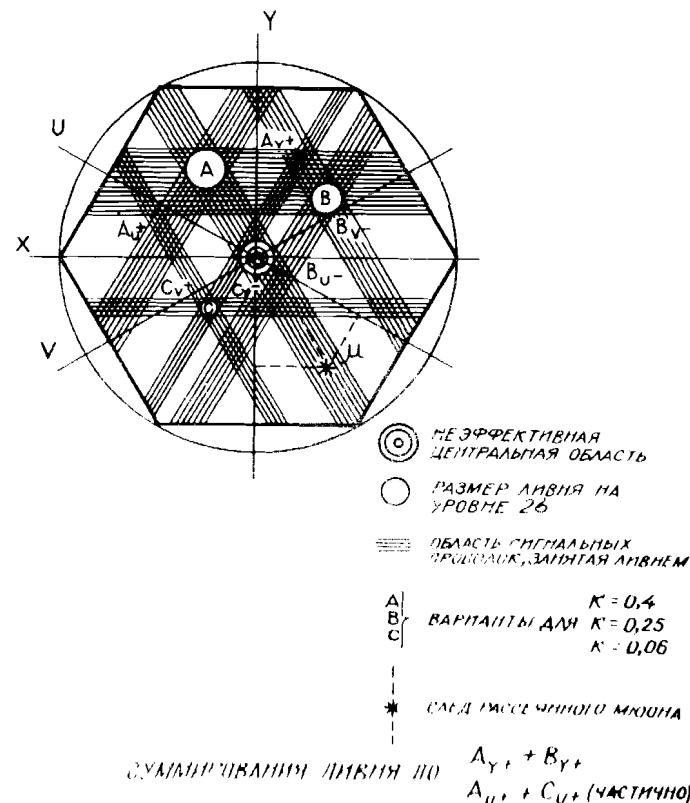


Рис. 6. Области, занятые хитами электромагнитного ливня в последней /№7/ гексагональной камере для различных значений коэффициента k_{μ} .

- 2/ только два электромагнитных ливня,
- 3/ только три электромагнитных ливня,
- 4/ заряженные треки + один электромагнитный ливень,
- 5/ заряженные треки + два электромагнитных ливня,
- 6/ заряженные треки + три электромагнитных ливня.

В каждом случае было сгенерировано и обработано по несколько сотен событий. Время, расходуемое на генерацию и обработку одного события на ЭВМ VAX 11/780, составило в среднем 6,2 с.

Следует отметить, что в случае /6/ плотности хитов в пропорциональных камерах для сгенерированных и реальных событий глубоконеупругого рассеяния мюоном на водороде при энергии 280 ГэВ практически совпадают.

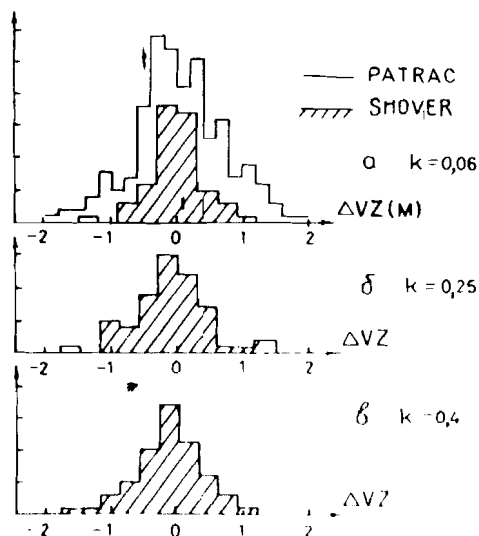


Рис. 7. Распределения по ΔVZ -разностям z -координат вершин взаимодействий при восстановлении с помощью программ SHOWER и PATRAC, когда вместе с рассеянным мюоном генерируется только один электромагнитный ливень: а/ $k_2 = 0,06$, б/ $k_2 = 0,25$, в/ $k_2 = 0,4$.

На рис. 7 показаны ΔVZ -распределения для различных значений $k_2 = 0,06, 0,25$ и $0,4$, когда вместе с рассеянным мюоном генерировался только один электромагнитный ливень, а на рис. 8 - представлены соответствующие R -распределения. На этих же

рисунках приведены также и результаты обработки событий по программе реконструкции PATRAC - восстановлению вершины взаимодействия только по рассеянному мюону. На рис. 9 приведены ΔVZ -распределения для различных значений k_2 , когда вместе с рассеянным мюоном генерировалось два электромагнитных ливня. На рис. 10 представлены ΔVZ -распределения, когда рассеянный мюон генерировался вместе с заряженными адронами в сопровождении одного, двух и трех электромагнитных ливней. На рис. 11 показана типичная картина подобного события (не в масштабе). Наконец, на рис. 12 приведены двумерные

Рис. 8. Распределения по R расстояниям восстановления вершин от z -оси для тех же условий, что и на рис. 7: а/ $k_2 = 0,06$, б/ $k_2 = 0,25$, в/ $k_2 = 0,4$.

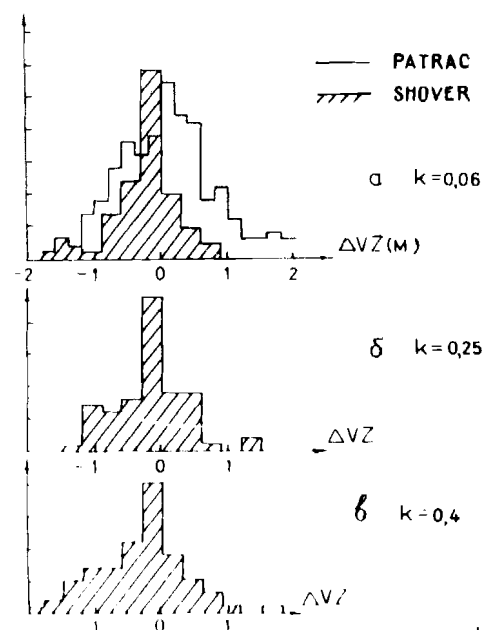
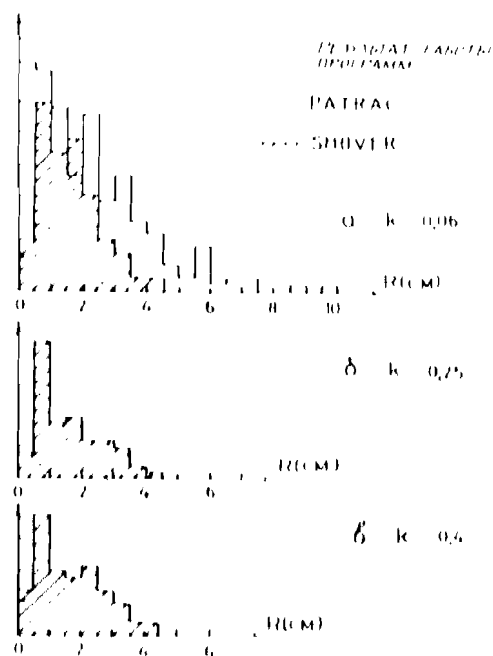
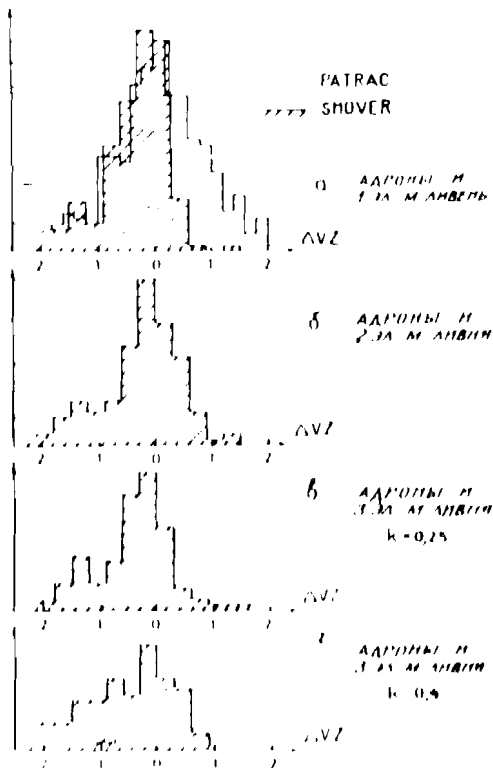


Рис. 9. Распределения по ΔVZ -разностям, когда вместе с рассеянным мюоном генерировалось два электромагнитных ливня: а/ $k_2 = 0,06$, б/ $k_2 = 0,25$, в/ $k_2 = 0,4$.

Рис. 10. Распределения по ΔVZ -разностям при генерации рассеянного мюона в сопровождении заряженных адронов и: а/ одного электромагнитного ливня, $k_2 = 0,25$; б/ двух электромагнитных ливней, $k_2 = 0,25$; в/ трех электромагнитных ливней, $k_2 = 0,4$.

распределения координат вершин взаимодействия для различных условий генерации. Видно, что результаты работы программы SHOWER вполне приемлемы, во всяком случае они не хуже результатов восстановления вершины по рассеянному мюону.

Таким образом, приведенные последовательные результаты, полученные



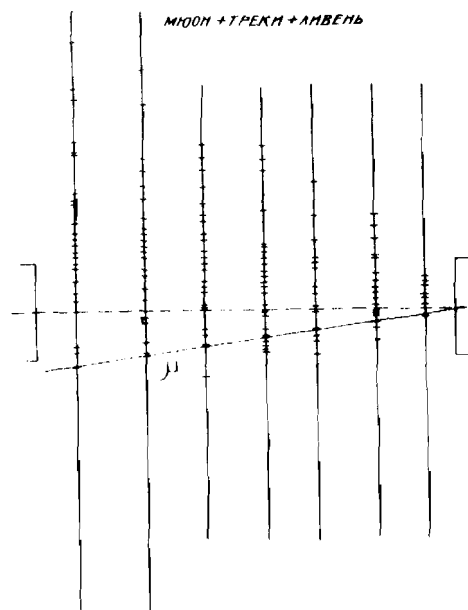


Рис. 11. Типичная картина смоделированного события, когда вместе с рассеянным мюоном генерируются заряженные адроны и электромагнитный ливень.

взгляд, что процедуры типа программы SHOWER вполне работоспособны для определения вершины взаимодействия по координатной информации ливня в трековых детекторах и могут применяться тогда, когда другие методы неприменимы, или могут быть независимыми, дополнительными к другим, традиционным методам.

Результаты применения разработанной методики к обработке реальных событий будут опубликованы позднее.

В заключение автор приносит глубокую благодарность И.А.Савину, И.А.Голутвину, В.С.Киселеву, М.Ю.Казаринову, Н.Г.Гагунашвили, Е.В.Телюкову, А.А.Шикавину за помощь и полезные обсуждения и всей коллаборации NA-4 - за возможность проведения исследований.

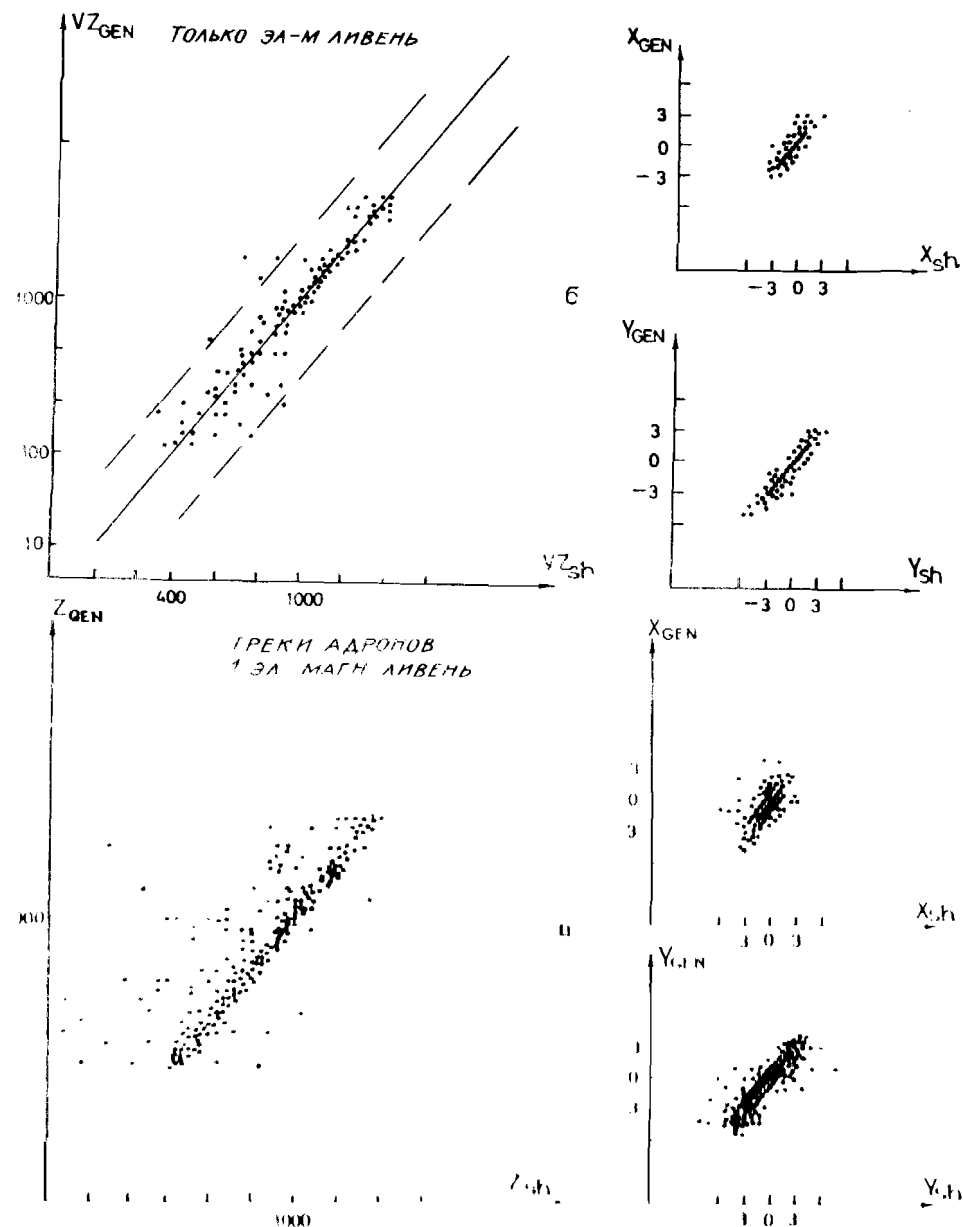
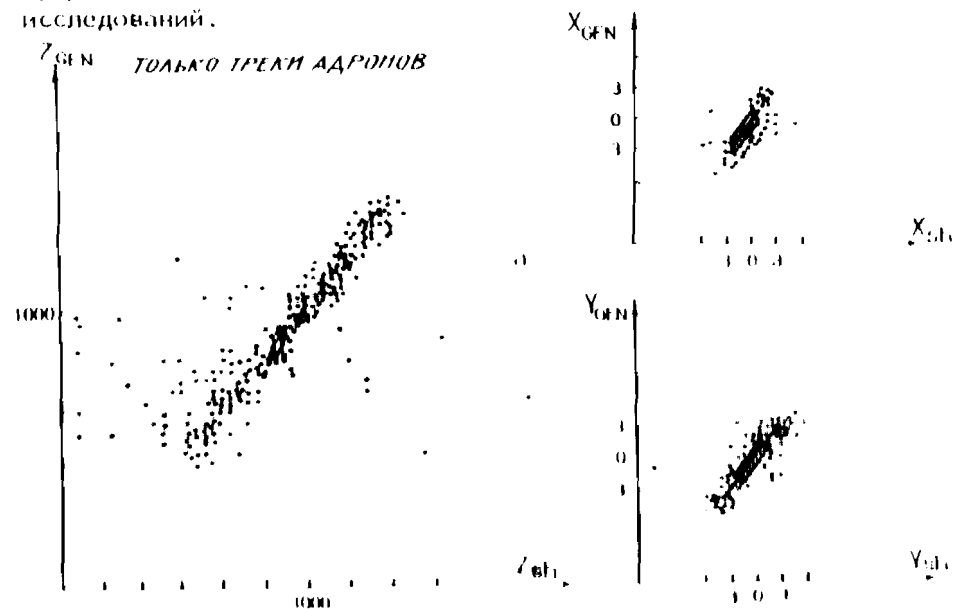
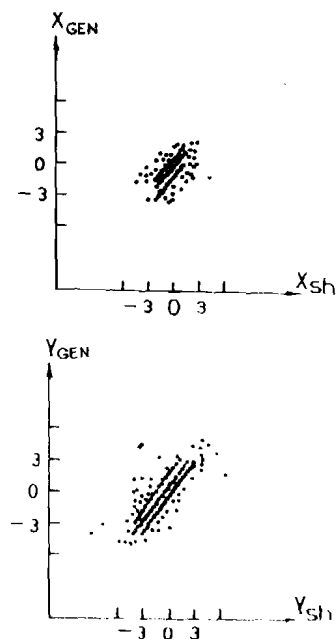
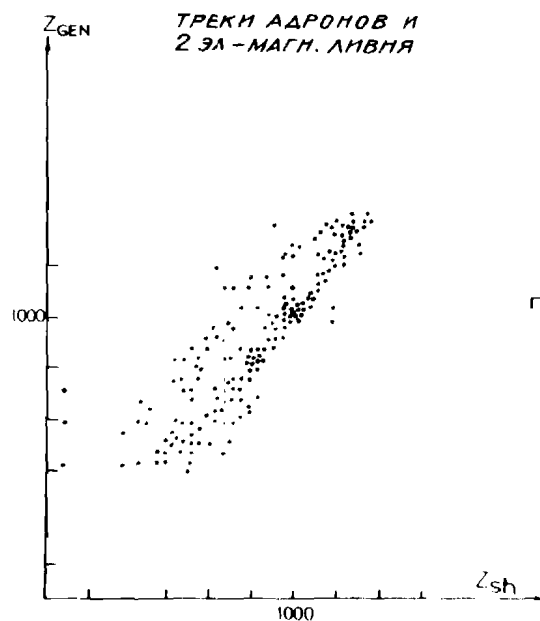


Рис. 12. Двумерные распределения координат x, y, z смоделированных и реконструированных программой SHOWER вершин взаимодействия, когда вместе с рассеянным мюоном генерируются: а/ только заряженные адроны; б/ только один электромагнитный ливень; в/ заряженные адроны и сопровождение одного электромагнитного ливня;



Продолжение рис. 13

г/ заряженные адроны в сопровождении двух электромагнитных ливней.

ЛИТЕРАТУРА

1. BCDMS, Benvenuti A.D. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1984, 226, p. 330.
2. Brun R., Hiltzajn A., Saquin Y. Preprint CERN DD/11/78 1, Geneva. Revised at 1983.
3. Hand L. In: Proc. Int. Symp. on Lepton and Photon Int. Hamburg, 1972, p. 417.
4. Dakin J.L., Feldman G.L. - Phys. Rev., 1973, 08, p. 2861.
5. Tao C. et al. - Phys. Rev. Lett., 1980, 44, p. 1726.
6. Hocks R.G. et al. - Phys. Rev. Lett., 1980, 45, p. 765.
7. Спосинский А.Н. - Изв. АН СССР сер. физ., 1981, т. 45, № 7, с. 1230.

Рукопись поступила в редакционно-издательский отдел
14 июля 1988 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D12-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
D12-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
D17-87-68	Труды Международной школы семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
D12-87-123	Труды Совещания "Ренормируемая" Дубна, 1986.	4 р. 40 к.
D11-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
D12-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
D11-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
D11-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Глиноостанки, д/п 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.