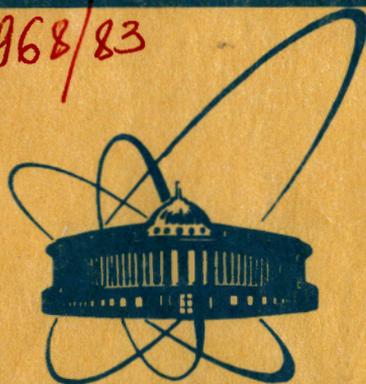


83-139

2968/83



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

6/6-83

13-83-139

Д.Беллини,¹ В.В.Вишняков, О.А.Займидорога,
М. Ди Корато,¹ Ю.И.Иваньшин, П.Ф.Манфреди,²
Ф.Паломбо,¹ С.Я.Сычков, А.А.Тяпкин,
П.Л.Фрабетти,³ Л.П.Черненко

МЕТОД РАЗДЕЛЕНИЯ СОБЫТИЙ
ПО ТИПАМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ
КРЕМНИЕВОЙ МИШЕНИ-ДЕТЕКТОРА

¹ Институт физики, Милан, Италия.

² Инженерный факультет Университета Павии, Италия.

³ Институт физики, Болонья, Италия.

1983

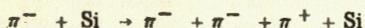
1. ВВЕДЕНИЕ

В работе описывается процедура анализа информации, полученной с помощью полупроводникового кремниевого детектора /ПКД/, который использовался в эксперименте по изучению когерентного рождения 3π -мезонов на ядрах при 40 ГэВ/с на установке МИС ОИЯИ^{/1/}.

Детектор, состоящий из десяти кремниевых пластин толщиной 0,2 мм и диаметром 20,5 мм, собранных в пакет длиной 11 мм^{/2/}, размещался внутри системы охранных счетчиков заряженных и нейтральных частиц /рис.1/.

Сигнал от каждой пластины обрабатывался быстрым низкошумящим процессором^{/3/}, состоящим из предусилителя, усилителя и фильтра. Время формирования импульсов составляло несколько сот наносекунд. После быстрого процессора сигналы подавались на входы 1024-канального амплитудно-цифрового конвертора, информация с которого принималась ЭВМ ИР 2100 А и записывалась на магнитную ленту.

Задача заключалась в разделении реакции когерентного рождения 3π -мезонов на ядре кремния



и реакций некогерентного рождения /в первом приближении на нуклонах ядра/, сопровождающихся развалом или возбуждением ядра, в случаях, когда продукты этих некогерентных реакций не попадали в охранные счетчики или их энергия была ниже порога регистрации охранной системы.

Метод разделения этих реакций основан на сравнении кинетической энергии ядра отдачи $T_{\text{кин}}$, определяемой в спектрометре по вторичным частицам, с энерговыделением в той пластине ПКД, где произошло взаимодействие. Схематическое изображение взаимодействия в ПКД показано на рис.2.

Использование ПКД позволяет также установить место реакции, тем самым выделить события с взаимодействием на веществе до и

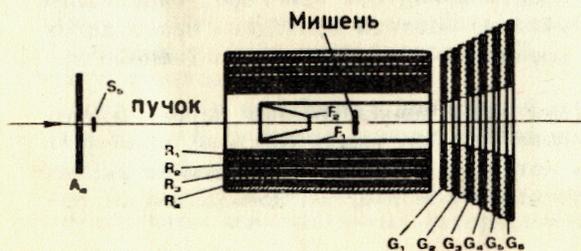


Рис.1. Расположение ПКД и охранной системы. А, S, R, F, G - сцинтилляционные счетчики.

Объединенный институт
ядерной физики
БИБЛИОТЕКА

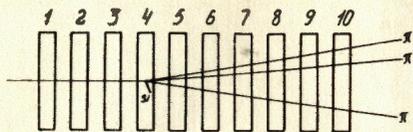


Рис.2. Пример когерентного взаимодействия в ПКД.

после мишени, которые не могут быть идентифицированы по координатам вершины, реконструированной по вторичным частицам, из-за недостаточной точности ее восстановления.

Были исследованы два метода разделения событий: первый - близкий к методу, применявшемуся в подобном эксперименте при 13 ГэВ/с^{4,5}, и второй - более эффективный, в котором используется дополнительная информация о разделяемых процессах.

2. КАЛИБРОВКА

Для проведения сравнения энерговыделения в детекторе с кинетической энергией ядра необходимо перевести сигналы с пластин ПКД в абсолютную энергетическую шкалу.

Функции плотности вероятности флуктуаций ионизационных потерь одной, двух и трех частиц при прохождении пластины мы будем в дальнейшем называть одно-, двух- и трехчастичными спектрами.

Заметим, что экспериментальные распределения флуктуаций ионизационных потерь в пластинах "размыты" шумами, амплитудное распределение которых близко к нормальному с усредненным по всем пластинам $\sigma \approx 18$ кэВ. Такая относительно большая величина шумов обусловлена большой /~ 160 пФ/ емкостью кремниевых пластин и малым временем формирования сигналов быстрым процессором.

Спектры, полученные при использовании рабочего когерентного триггера, представляют из себя сумму амплитудного спектра, связанного со взаимодействием в этой пластине, и амплитудных одно- и трехчастичных спектров. Относительный вклад одно- и трехчастичного спектров зависит от номера пластины. Пример такого амплитудного спектра с одной из пластин ПКД при когерентном триггера приведен на рис.3. Амплитудное распределение, связанное с взаимодействием в данной пластине, состоит из суммы экспоненциального распределения $T_{кин.}$ и двухчастичного /в среднем/ спектра.

Для калибровки использовались одночастичные амплитудные спектры, полученные для каждой пластины ПКД при триггере, выделявшем события в случае, когда пучковые частицы проходили через детектор без взаимодействия, и трехчастичные спектры, полученные при когерентном триггере.

Плотность вероятности флуктуаций ионизационных потерь описывается распределением Вавилова^{6/}. При наших условиях применимо приближение Ландау^{7,8/}, из которого получается следующее выражение для вычисления наиболее вероятной энергии ионизационных потерь:

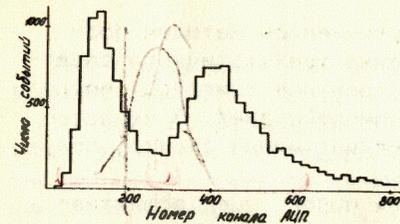
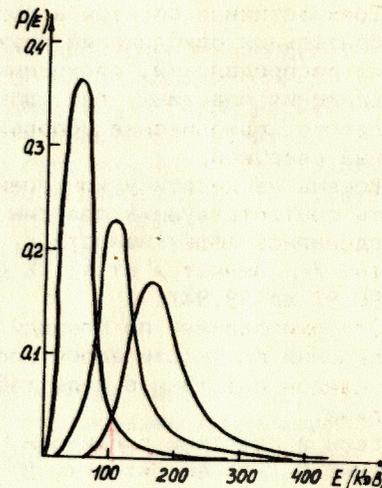


Рис.3. Амплитудный спектр с пластины ПКД, полученный при когерентном триггере.

Рис.4. Функции плотности вероятности флуктуаций ионизационных потерь одной, двух и трех частиц в пластине ПКД.



$$E_{н.в.} = \frac{2k m_e c^2 x}{\beta^2} \left(\ln \frac{4m_e^2 c^4 k x}{(1-\beta^2) I^2} - \beta^2 + 0,198 - \delta \right),$$

где $k \approx 0,15 \frac{Z}{A} / \text{см}^2 / \text{г}$, Z и A - атомный номер и атомный вес вещества, x - его толщина в $\text{г}/\text{см}^2$, I - его средний ионизационный потенциал, для вычисления которого мы использовали формулу, приведенную в работе^{9/}, $m_e c^2$ - масса электрона, δ - поправка Штернхаймера^{9/} на эффект плотности.

Распределение Вавилова описывает флуктуации ионизационных потерь, т.е. величины $E_1 - E_2$, где E_1 - энергия частицы до входа в вещество, E_2 - ее энергия после выхода из слоя вещества, а в ПКД мы измеряем энергию, которая выделяется в веществе при прохождении через него ионизирующей частицы, что, вообще говоря, не одно и то же.

Из экспериментальных работ^{10,11/} по измерению энерговыделения ионизирующих частиц с использованием ионизационных камер и кремниевых детекторов следует, что хотя распределение флуктуаций энерговыделения отличается от распределений Вавилова и Ландау, смещение пика наиболее вероятной энергии в нашем случае незначительно, поэтому можно использовать для данных расчетов приведенную формулу, которая дает значение $E_{н.в.} = 54,73$ кэВ для одночастичного спектра.

В результате калибровки для каждой пластины были найдены коэффициенты A и B перевода номера канала конвертора в энергию: $E / \text{кэВ} = A \cdot E / \text{канал} + B$.

Двух- и трехчастичные спектры получались путем "свертки" экспериментальных одночастичных распределений.

Трехчастичные спектры в дальнейшем уточнялись методом последовательных приближений /путем выделения трехчастичного спектра из распределений, полученных при когерентном триггере, после определения пластины, где произошло взаимодействие/. В качестве "нулевого" приближения использовался трехчастичный спектр, полученный сверткой.

Восемь из десяти усилителей ПКД имели порог, т.е. эффективность соответствующих пластин не была равна 1, поэтому для них определялись эффективности ϵ_1 и ϵ_3 к регистрации одной и трех частиц / ϵ_1 меняется от 43,1% до 98,5% для разных пластин, ϵ_3 - от 96,9% до 99,9%/.

Отнормированные по площади одно-, двух- и трехчастичные распределения плотности вероятности /рис.4/ $P_1(E)$, $P_2(E)$ и $P_3(E)$ для каждой пластины в виде таблиц используются для дальнейшего анализа.

Если в пластине с номером i было зарегистрировано энерговыделение E_i , то вероятность $N_1^{(i)}$, что через нее прошла одна частица, равна:

$$N_1^{(i)} = P_1(E_i) \cdot \epsilon_1^{(i)}$$

вероятность прохождения трех частиц $N_3^{(i)}$ равна:

$$N_3^{(i)} = P_3(E_i) \cdot \epsilon_3^{(i)}$$

В случае отсутствия сигнала от пластины эти вероятности определялись так:

$$N_1^{(i)} = 1 - \epsilon_1^{(i)}$$

$$N_3^{(i)} = 1 - \epsilon_3^{(i)}$$

3. ПЕРВЫЙ МЕТОД

В этом методе разделение событий основано на определении места взаимодействия и анализе разности $E_s - E_N$, где E_s - энерговыделение в пластине, где найдено взаимодействие. Для когерентного процесса E_s складывается из E_N - энергии, выделенной в виде ионизационных потерь остановившимся в пластине ядром кремния с энергией $T_{кин}$, и W_2 - энергии, выделяемой первичной и вторичными частицами в пластине кремния, которая в среднем эквивалентна энергии, теряемой двумя частицами при прохождении через пластину. Поэтому для описания флуктуаций используется распределение $P_2(E)$.

Отличие разности $E_s - E_N$ от распределения $P_2(E)$ будет индикатором некогерентности взаимодействия.

Для определения пластины, в которой произошло взаимодействие, используется метод максимального правдоподобия /12/.

Функция правдоподобия /ФП/ L определяется набором десяти амплитуд E_i - энерговыделений в десяти пластинах детектора, а дискретным параметром является номер гипотезы k : $k = 1$ - взаимодействие до мишени, $k = 2, \dots, 11$ - взаимодействие в $1, \dots, 10$ -й пластине ПКД, $k = 12$ - взаимодействие после мишени.

ФП для каждого значения параметра равна:

$$L_k = \prod_{i=1}^{k-2} N_1^{(i)} \cdot \prod_{j=k}^{10} N_3^{(j)}$$

Если верхний индекс в произведении меньше, чем нижний, множитель равен 1. Сигнал от пластины, где предполагается взаимодействие /в каждой гипотезе/, не используется для построения соответствующего значения ФП.

Значение параметра k , при котором ФП имеет максимум, указывает номер осуществившейся гипотезы.

При таком построении ФП ее значение никогда не будет максимальным при $k = 1$ и 12 , так как L_1 и L_{12} получаются из L_2 и L_{11} соответственно умножением на число, меньшее 1, другими словами, взаимодействие до и после мишени перекачивается в первую и десятую пластину соответственно.

Эффективность этого метода в определении места взаимодействия для когерентных событий, определенная при проверке алгоритма на моделированных событиях, разыгранных равномерно по 12-гипотезам, составляет 74,8%, а для некогерентных взаимодействий на нейтроне и протоне ядра, разыгранных равномерно по 10 гипотезам /с 2 по 11/, составляет 64,4% и 95,4% соответственно.

Здесь мы опишем процедуру моделирования событий, используемых для проверки алгоритмов в этой работе. При розыгрыше места взаимодействия все пластины детектора считались равноправными. Кинетическая энергия ядра не разыгрывалась, а использовались экспериментальные значения, полученные в событиях при когерентном триггере, анализ которых описываемым методом предполагается провести в дальнейшем. В этом случае эффективность определения места взаимодействия, которая сильно зависит от энергии ядра отдачи, определенная на моделированных событиях, отражает реальное распределение событий по энергии ядра. Энерговыделение от частицы отдачи бралось для нейтронов равным 0, для протонов - $28 \cdot T_{кин}$, для когерентных событий - $E_N = 0,67 \cdot T_{кин}$ /значение коэффициента 0,67 будет понятно ниже/. Энерговыделения в пластинах от частиц, принимающих участие во взаимодействии и проходящих через пластину детектора, разыгрывались по распределениям, приведенным на рис.4, с учетом эффективности каждой пластины к регистрации одной, двух и трех частиц. Сигналы в пластинах "размазывались" шумами, разыгранными по нормальному распределению с $\sigma = 18$ кэВ.

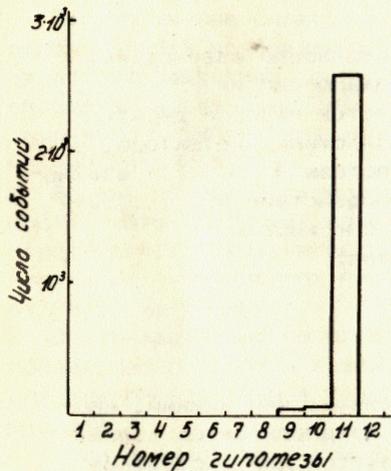


Рис.6. Распределение по гипотезам событий при когерентном триггере с x -координатой вершины $-301 \text{ см} < x < -280 \text{ см}$.

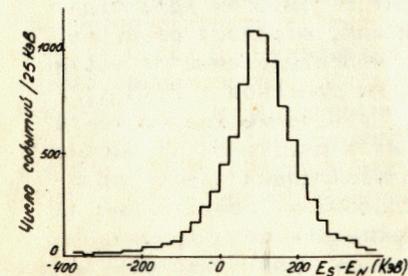
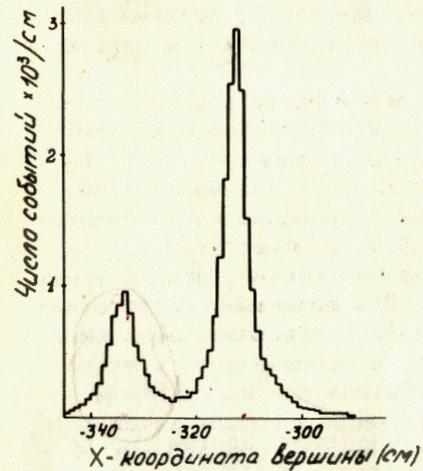


Рис.5. Распределение по гипотезам событий без взаимодействия в ПКД.

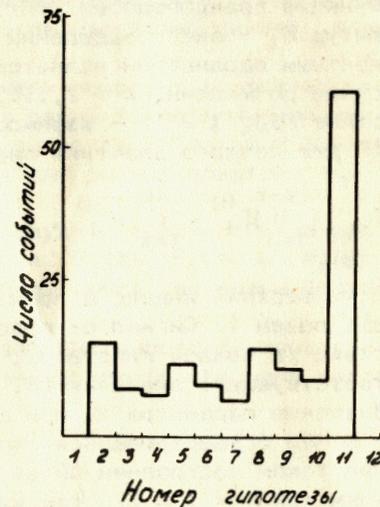


Рис.7. Распределение событий по x -координате вершины.

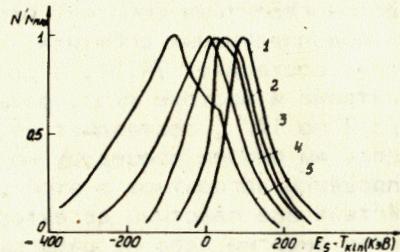


Рис.8. Разность $E_s - T_{кин}$ для различных интервалов $T_{кин}$. /кэВ/: 1 - $T_{кин} < 50$; 2 - $50 \leq T_{кин} < 100$; 3 - $100 \leq T_{кин} < 200$; 4 - $200 \leq T_{кин} < 300$; 5 - $300 \leq T_{кин} < 500$.

Рис.9. Распределение событий по разности $E_s - E_N$ для всей области $T_{кин}$.

Точность определения места взаимодействия иллюстрирует рис.5, на котором приведено распределение по гипотезам реальных событий, полученных при триггере, выделявшем прохождение пучковых частиц без взаимодействия в ПКД. На рис.6 показано распределение по гипотезам событий, полученных при когерентном триггере, с координатой вершины по оси x из области после мишени /ось направлена по пучку/. Распределение x -координат вершины событий приведено на рис.7: большой пик соответствует положению ПКД, маленький пик связан со взаимодействием на веществе счетчика F_2 . Различие распределений, показанных на рис.5 и 6, объясняется тем, что в правом "хвосте" распределения на рис.7 присутствуют события с взаимодействием в ПКД, которые не попали в область мишени по x -координате вершины из-за больших ошибок в ее восстановлении.

На рис.8 приведено распределение разности $E_s - T_{кин}$ после определения места взаимодействия в событиях с когерентным триггером для различных диапазонов $T_{кин}$.

Смещение этих распределений влево с увеличением $T_{кин}$ связано с тем, что ядро кремния в результате ядерных столкновений тратит на ионизацию только часть своей кинетической энергии 13 . Спады этих распределений в области от 0 до 250 кэВ были профитированы с помощью программы FUMILI 14 , и получено соотношение для энергии E_N ионизации при остановке ядра с $T_{кин}$ в кремнии:

$$E_N = 0,67 \cdot T_{кин}$$

Как следует из работы 13 , эта зависимость нелинейна, но в области $T_{кин} < 0,5$ МэВ, в которой мы проводили фитирование, полученный результат совпадает в пределах ошибок с расчетом, сделанным по этой работе, и с экспериментальными результатами, приведенными в работе 15 , из которой можно получить такое выражение для E_N ($T_{кин}$ в МэВ):

$$E_N = 0,84 \cdot T_{кин}^{1,22}$$

В дальнейших расчетах мы используем последнее соотношение. Распределение $E_s - E_N$ для всех значений $T_{кин}$ приведено на рис.9, "хвост" в области отрицательных значений энергии связан с некогерентными реакциями с испусканием нейтронов.

Выбрав границы обрезания, мы отделим часть некогерентного фона.

Этот метод обладает рядом недостатков:

- невысокой эффективностью определения точки взаимодействия;
- невозможностью отделить взаимодействия до и после мишени от взаимодействий в 1-й и 10-й пластинах;
- значительным перекрытием распределений $E_s - E_N$ для когерентных и некогерентных событий, что затрудняет выбор границы обре-

заяния, что в свою очередь понижает эффективность отделения фона или увеличивает число когерентных событий, отбрасываемых как фоновые.

4. ВТОРОЙ МЕТОД

Отличие этого метода от первого заключается в том, что значение $T_{кин}$ или E_N используется на этапе построения функции правдоподобия, тем самым процессы определения места взаимодействия и его типа происходят одновременно.

Введем 33 гипотезы и определим ФП для каждой гипотезы: гипотезы с 1-й по 10-ю - некогерентное взаимодействие в пластине с номером k с испусканием нейтрона:

$$L_k = V_1 \cdot \prod_{i=1}^{k-1} H_1^{(i)} \cdot H_2^{(k)} \cdot \prod_{j=k+1}^{10} H_3^{(j)} ;$$

гипотезы с 11-й по 20-ю - некогерентное взаимодействие в пластине с номером k с испусканием протона:

$$L_{k+10} = V_2 \cdot \prod_{i=1}^{k-1} H_1^{(i)} \cdot H_{2p}^{(k)} \cdot \prod_{j=k+1}^{10} H_3^{(j)} ;$$

гипотеза 21 - взаимодействие до мишени, через ПКД проходят три частицы:

$$L_{21} = V_3 \cdot \prod_{i=1}^{10} H_3^{(i)} ;$$

гипотезы с 22-й по 31-ю - когерентные взаимодействия в пластине с номером k :

$$L_{k+21} = V_4 \cdot \prod_{i=1}^{k-1} H_1^{(i)} \cdot H_{2N}^{(k)} \cdot \prod_{j=k+1}^{10} H_3^{(j)} ;$$

гипотеза 32 - взаимодействие после мишени:

$$L_{32} = V_5 \cdot \prod_{i=1}^{10} H_1^{(i)} ;$$

гипотеза 33 - взаимодействие до мишени, через ПКД проходят две частицы:

$$L_{33} = V_6 \cdot \prod_{i=1}^{10} H_2^{(i)} .$$

$V_1 \div V_6$ - априорные вероятности для этих шести групп процессов, учитывающие их относительные частоты и эффективность триггера к ним. Априорные вероятности зависят от кинетической энергии ядра. Выбор априорных вероятностей в этой статье не обсуждается.

Определение функций плотности вероятности H_2 аналогично определению H_1 и H_3 , но с учетом энерговыделения вторичных частиц в пластинах:

$$H_2^{(i)} = P_2(E_1) \cdot \epsilon_2^{(i)} ,$$

$$H_{2p}^{(i)} = P_2(E_1 - 28 \cdot T_{кин.}) \cdot \epsilon_{2p}^{(i)} ,$$

$$H_{2N}^{(i)} = P_2(E_1 - E_N) \cdot \epsilon_{2N}^{(i)} .$$

При отсутствии сигналов от пластины

$$H_2^{(i)} = 1 - \epsilon_2^{(i)} .$$

Эффективности регистрации пластиной двух частиц и других продуктов распада ϵ_2 вычисляются линейной интерполяцией величин ϵ_1 и ϵ_3 с учетом энерговыделения в пластинах вторичных частиц /кинетическая энергия протона в 28 раз больше кинетической энергии ядра кремния при фиксированном переданном импульсе, так как это ядро тяжелее протона в 28 раз/.

Эффективность в определении места взаимодействия этим методом, полученная на моделированных событиях, равна 80,5% для когерентных событий и 73,9% и 99,2% для взаимодействий на нейтроне и протоне соответственно. Достоинство этого метода не только в том, что он имеет лучшую точность определения места взаимодей-

ствия по сравнению с первым методом, но и высокую эффективность к определению типа взаимодействия. При равномерном розыгрыше событий по 33 гипотезам /априорные вероятности считались равными/ эффективность определения типа взаимодействия составляет для нейтронов 57,8%, протонов - 81,9% и для когерентных событий 73,5%. Средняя эффективность для всех типов взаимодействия равна 71,4%.

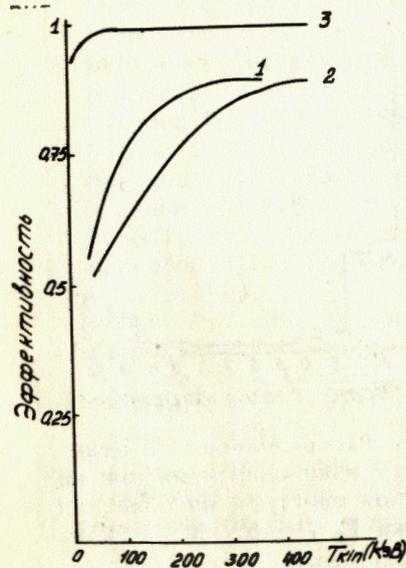


Рис.10. Зависимость эффективности определения типа взаимодействия от энергии частицы отдачи: 1 - взаимодействия на ядре кремния, 2 - на нейтроне, 3 - на протоне.

Заметим, что эффективность определения типа взаимодействия сильно зависит от энергии частиц отдачи и растет с ее увеличением /рис.10/. Приведенные выше цифры отражают экспериментальное распределение событий по кинетической энергии ядра. При малых энергиях, когда "перемешивание" взаимодействий максимально, априорные вероятности имеют решающее значение при определении типа взаимодействия.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование ПКД для вычитания некогерентного фона и взаимодействий вне мишени проверено на части экспериментального материала / ~ 19000 событий из области мишени /.

Разделение, проведенное первым методом /критерий когерентности события - $50 \text{ кэВ} < E_s - E_N < 400 \text{ кэВ}$ /, отбрасывает как фоновые 20,6% событий. Моделированием можно оценить, какая часть когерентных событий была отброшена в качестве фоновых. При выбранном критерии это составляет 11,5% когерентных событий, то есть из 20,6% отброшенных событий только половина действительно некогерентных.

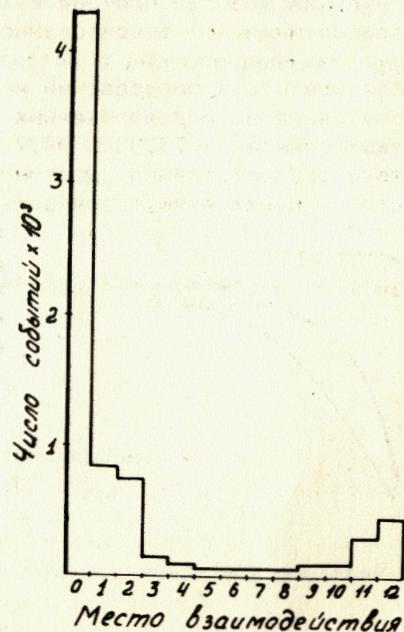
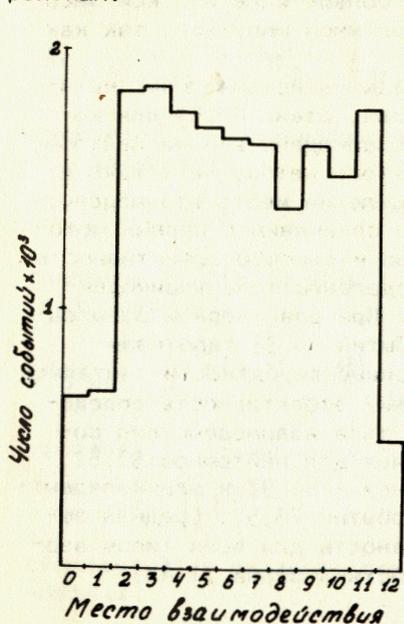


Рис.11. Распределение событий по месту взаимодействия при когерентном триггере из области мишени /-324 < x < -301/.

Рис.12. Распределение событий по месту взаимодействия при когерентном триггере из области счетчика F₂ /-345 < x < -325/.

В результате анализа, проведенного вторым методом с использованием априорных вероятностей, 30,4% событий были определены, как фоновые, из них 9,9% - взаимодействия вне мишени.

Распределение взаимодействий по пластинам ПКД и вне мишени для всех типов событий с x-координатой вершины в области мишени приведено на рис.11 /нумерация места взаимодействия такая же, как в первом методе: 21-й гипотезе соответствует цифра 1, 32-й гипотезе - 12, 33-й гипотезе - 0/. На рис.12 показано аналогичное распределение для событий из области счетчика F₂ перед мишенью. Присутствие событий, соответствующих 32-й гипотезе, говорит о значительном числе событий со взаимодействием до мишени, когда через ПКД проходит только одна из вторичных частиц.

Все расчеты проведены на ЭВМ ICL -1906 в ИФВЭ. Для манипуляций с распределениями, хранения табулированных функций и графического представления результатов анализа использовались широкие возможности системы для гистограммирования на ICL -1906^{16/}.

ЛИТЕРАТУРА

- Bellini G. et al. CERN, EP/81-40, Geneva, 1981.
- Bellini G. In Proc. of the Topical Meeting Multiparticle Production on Nuclei at the Very High Energies (Trieste, 10-15 June, 1976). Trieste, 1977, p. 505.
- Manfredi P.F. Processing electrical signals from silicon detectors in high energy physics experiments. Paper presented at 74 EUROCON, Amsterdam, April, 1974.
- Gatti E., Manfredi P.F. In Proc. 2nd Ispra Nuclear Electronics Symposium, Stresa, 1975, EUR 5370e, 1975, p.33.
- Bellini G. et al. NIM, 1973, 107, p. 85.
- Vemporad C. et al. Nucl.Phys.B., 1971, 33, p. 397.
- Вавилов П.В. ЖЭТФ, 1957, т. 32, вып.4, с. 920.
- Landau L.D. J. of Phys. USSR, 1944, No.8, p. 201.
- Maccabee H.D., Papworth D.G. Phys.Lett., 1969, v.30A, p. 241.
- Sternheimer R.M., Peierls R.F. Phys.Rev.B., 1971, 11, v.3, p.3681.
- Maccabee H.D., Pojn M.R., Tobias C.A. Phys.Rev., 1968, 165, v.2, p. 469.
- Ramana P.V. Murthy, Demeester G.D. NIM, 1967, 56, p. 93.
- Статистические методы в экспериментальной физике /Пер. с англ. под ред. А.А.Тяпкина/, Атомиздат, М., 1976.
- Lindhard J., Scharff M., Schiott H.E. Mat.Fyz.Medd.Dan.Vid. Selsk., 1963, 14, v. 33.
- CERN Computer Centre. Program Library, CERN, D510, 1979.
- Ratkowski A. NIM, 1975, 130, p. 533.
- Белокопытов Ю.А. и др. Препринт ИФВЭ, ОНФ 77-121, Серпухов, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 марта 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

| | | |
|---------------|---|------------|
| ДЗ-11787 | Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978. | 3 р. 00 к. |
| Д13-11807 | Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978. | 6 р. 00 к. |
| | Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/ | 7 р. 40 к. |
| Д1,2-12036 | Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978 | 5 р. 00 к. |
| Д1,2-12450 | Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978. | 3 р. 00 к. |
| | Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/ | 8 р. 00 к. |
| Д11-80-13 | Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979 | 3 р. 50 к. |
| Д4-80-271 | Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979. | 3 р. 00 к. |
| Д4-80-385 | Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980. | 5 р. 00 к. |
| Д2-81-543 | Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981 | 2 р. 50 к. |
| Д10,11-81-622 | Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980 | 2 р. 50 к. |
| Д1,2-81-728 | Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981. | 3 р. 60 к. |
| Д17-81-758 | Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981. | 5 р. 40 к. |
| Д1,2-82-27 | Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981. | 3 р. 20 к. |
| Р18-82-117 | Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981. | 3 р. 80 к. |
| Д2-82-568 | Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982. | 1 р. 75 к. |
| Д9-82-664 | Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982. | 3 р. 30 к. |
| ДЗ,4-82-704 | Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982. | 5 р. 00 к. |

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Беллини Д. и др. 13-83-139
Метод разделения событий по типам взаимодействия при использовании кремниевой мишени-детектора

Описана процедура анализа информации с многослойной кремниевой мишени-детектора, использованной при исследовании когерентного рождения π -мезонов на установке МИС ОИЯИ. Оценки фона некогерентных взаимодействий /10% и 30%/ получены при сравнении двух методов обработки экспериментальных и моделированных событий. В более эффективном методе функция правдоподобия строится с учетом зависимости потерь энергии ядра отдачи на ионизацию E_N от кинетической энергии $T_{кин}$ ядра, оцениваемой по измерениям вторичных частиц в спектрометре, вида $E_N = 0,84 T_{кин}^{1,22} / E_N T_{кин}$ в МэВ/. Обоснован выбор калибровки при переходе от амплитуд сигналов к энергетической шкале. Расчеты проводились на ЭВМ ICL-1906 в ИФВЗ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Bellini G. et al. 13-83-139
A Method for Event Separation Over Interaction Types Using Silicon Target - Detector

The analysis procedure of the multilayer silicon target detector information is described. The target was used in the coherent pions production investigation at the MIS installation (JINR). The background estimated for incoherent interactions as 10% and 30% have been obtained when comparing two methods of processing experimental and Monte Carlo events. The plausibility function in a more effective method is made with the account of the dependence of ionization losses of the recoil energy E_N on the kinetic energy of the nucleus $T_{кин}$, estimated from the measurements of secondaries in the MIS installation: $E_N = 0.84 T_{кин}^{1,22} (E_N T_{кин})$ in MeV). The choice of pulse calibration in energetic scale is motivated. The calculations were made with the ICL-1906 computer of the INEP.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.