

**Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна**

1114 / 2-80

18/3-80

13 - 12921

**М.Г.Горнов, Ю.Б.Гуров, С.В.Лапушкин, А.С.Лукин,
П.В.Морохов, К.О.Оганесян, Б.П.Осипенко,
В.А.Печуров, А.П.Пичугин, А.К.Поносов,
С.Ю.Пороховой, Ф.М.Сергеев, А.Л.Холмецкий**

**ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ
МНОГОСЛОЙНЫМ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ**

1979

Измерение энергии отрицательных пионов
многослойным полупроводниковым спектрометром

Описывается методика измерения энергии отрицательных π^- -мезонов в диапазоне $10 \div 100$ МэВ многослойным полупроводниковым спектрометром. Рассмотрен алгоритм браковки событий с нарушением ионизационной зависимости вследствие упругих и неупругих ядерных взаимодействий при прохождении частицы в веществе детектора. В качестве критерия отбора использован показатель χ^2 с функционалом, выраженным через точную толщину полупроводникового детектора. Экспериментальная проверка методики выполнена на модели спектрометра, состоящей из трех Si(Li) детекторов. Для выделения узкого энергетического интервала использован метод пробега. Рассмотрен вопрос о выделении мюонов из пучка π^- -мезонов. Проведенные исследования показали правильность выбранной методики и алгоритмов расчета. Абсолютная точность, которая может быть получена данным методом, $\sim 0,5$ МэВ в широком диапазоне энергий.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Energy Measurements of Negative Pions
by Multilayer Semiconductor Spectrometer

A method of energy measurements of negative pions is developed and tested experimentally. The χ^2 -criterion with exact widths of semiconductor detectors was used to separate events with the ionization dependence violation and for energy determination. It is shown that an absolute resolution may be ≤ 500 keV in a wide energy range.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе изложены результаты исследований, которые являются развитием методов определения энергии заряженных частиц с помощью слоистого полупроводникового спектрометра установки "Пион"^{1/}. Основная цель исследований состояла в экспериментальной проверке применимости методов, изложенных в работе^{1/}, к измерению энергии отрицательных пионов.

Специфика измерения энергии отрицательных пионов с помощью детекторов, регистрирующих энерговыделение частиц, определяется особенностью их остановок. Неопределенное энерговыделение в детекторе при захвате отрицательного пиона ядром делает невозможным использование метода измерения по полному поглощению, и естественным решением в таком случае является использование слоистых спектрометров. Слоистая структура спектрометра позволяет выделить детектор, где произошла остановка, и для определения энергии воспользоваться показаниями предшествующих детекторов.

Вместе с тем следует отметить, что и для метода измерения энергии по полному поглощению при повышении энергии стабильных частиц слоистая структура спектрометра также становится необходимой. Вследствие роста вероятности неупругого взаимодействия при увеличении энергии частиц спектрометрическая линия детектора искажается - появляется "хвост" в сторону низких энергий. Слоистая структура спектрометра в этом случае позволяет проконтролировать энергетические потери частицы в детектирующем веществе и отбросить случаи с нарушением ионизационной зависимости.

2. МЕТОДИКА ВЫДЕЛЕНИЯ СОБЫТИЙ С НАРУШЕНИЕМ
ИОНИЗАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ В СЛОИСТОМ СПЕКТРОМЕТРЕ

Для выделения событий с ядерными реакциями в режиме измерений по полному поглощению в работе^{2/} использовался критерий χ^2 с функционалом:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\Delta E_{iЭ} - \Delta E_{iT}}{\sigma(\Delta E_{iT})} \right)^2, \quad /1/$$

где $\Delta E_{iЭ}$ - экспериментально зарегистрированный сброс энергии в i -ом слое, ΔE_{iT} - теоретически предсказанный сброс энергии в том же слое, $\sigma(\Delta E_{iT})$ - стандартное отклонение распределения в нем потерь энергии. Значение χ^2 , вычисленное для входной энергии частицы E , равной сумме потерь энергии в $n+1$ слоях $E = \sum_{i=1}^{n+1} \Delta E_{iЭ}$, служило критерием браковки событий.

Для измерения энергии отрицательных пионов, когда отбрасываются показания последнего детектора, нет аналогичной возможности, так как сумма потерь энергии в слоях не соответствует входной энергии частицы. Поэтому для обработки экспериментальных данных, полученных в пучках отрицательных пионов, мы использовали критерий χ^2 , минимизируя функционал следующего вида:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\Delta R_{iЭ} - \Delta R_i}{\sigma(\Delta R_{iЭ})} \right)^2, \quad /2/$$

где ΔR_i - толщина i -го ППД, $\Delta R_{iЭ} = R_i(E) - \sum_{j=1}^{i-1} \Delta E_{jЭ} - R_{i+1}(E - \sum_{j=1}^i \Delta E_{jЭ})$ - та же толщина, но получаемая в результате подгонки по параметру E , $\sigma(\Delta R_{iЭ})$ - дисперсия $\Delta R_{iЭ}$. Отметим, что, в отличие от выражения /1/, мы перешли к функционалу с нормально распределенными величинами. В результате минимизации функционала /2/ определяется входная энергия E и соответственно - пробег частицы. Критерием браковки событий для π^- -мезонов служит величина χ^2 и условие остановки пиона в $n+1$ -ом ППД:

$$\sum_{i=1}^n \Delta R_i - 3\sigma(R(E)) < R(E) < \sum_{i=1}^{n+1} \Delta R_i + 3\sigma(R(E)). \quad /3/$$

Для стабильных частиц условие выделения по пробегу при $\Delta R_{n+1} > 3\sigma(R(E))$ можно изменить на более жесткое:

$$|R(E) - R_0(E)| < 3\sigma(R(E)), \quad \text{где } R_0(E) = R(E_{n+1}) + \sum_{i=1}^n \Delta R_i,$$

$R(E_{n+1})$ - пробег частицы с энергией E_{n+1} , зарегистрированной в $n+1$ -ом детекторе.

Определение минимума функционала /2/ во многих случаях может оказаться задачей более простой и требующей меньшего времени работы ЭВМ, чем поиск максимума функции правдоподобия:

$$f(E, \Delta E_1, \Delta E_2, \dots, \Delta E_n) = f_1(E, \Delta E_1) \cdot f_2(E - \Delta E_1, \Delta E_2) \dots f_n(E - \sum_{i=1}^{n-1} \Delta E_i, \Delta E_n),$$

где f_1, f_2, \dots, f_n - функции распределения потерь энергии в слоях /1/, так как, в отличие от /4/, функционал /2/ содержит только нормально распределенные величины, и отсутствуют сложности, связанные с необходимостью свивки распределений различной аналитической формы /распределений Ландау, Вавилова, Гаусса, Пейна/³⁻⁵. Поэтому имело смысл исследовать возможности методики χ^2 с функционалом /2/ не только для выделения событий, но и для определения энергии частиц.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МЕТОДИКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ И ОТБРАКОВКИ СОБЫТИЙ

На рис. 1 представлена схема эксперимента для калибровочных облучений, которые выполнялись на пучках мезонного тракта синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Три Si(Li) детектора Д2-Д4 предназначены для регистрации потерь энергии частиц. Коллиматоры К1, К2 выделяют пучок частиц, соответствующий размерам Д2-Д4, и снижают фоновую загрузку. Алюминиевые фильтры использовались при облучении пионами для замедления пучка с начальной энергией 100 МэВ. Протонные облучения проводились без фильтров. Три Si(Li) детектора Д1, Д5, Д6 служат для выделения частиц, проходящих через Д2-Д4 и останавливающихся в чувствительном объеме Д5. Отбираются события, соответствующие логике совпадений Д1-Д5, и антисовпадений Д6.

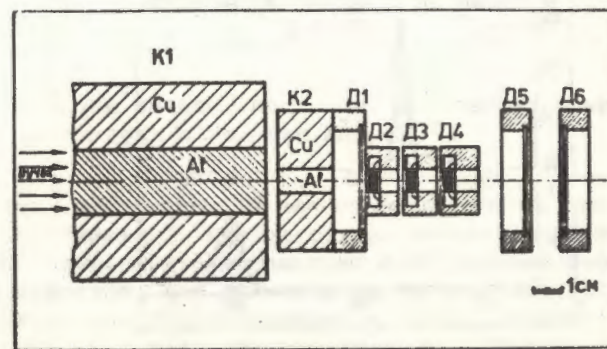


Рис. 1. Схема эксперимента для калибровочных облучений.

Для уменьшения вклада искаженных амплитуд с Д2-Д4 при прохождении частиц через краевые области детекторы Д1, Д5 изготавливались с диаметром чувствительной области ($\phi_{\text{ч.о.}}$), меньшей, чем Д2-Д4 / $\phi_{\text{ч.о.}}$ / $d_{2-4} = 8$ мм, $\phi_{\text{ч.о.}}$ / Д1, Д5 / = 5 мм/. Толщина чувствительных областей ($W_{\text{ч.о.}}$) детекторов Д2-Д4 равна 3,5 мм при полной толщине (W) 4 мм, W / Д1, Д5, Д6 / = $W_{\text{ч.о.}}$ / Д1, Д6 / = 0,6 мм, $W_{\text{ч.о.}}$ / Д5 / = 0,4 мм в протонном облучении, $W_{\text{ч.о.}}$ / Д5 / = 0,6 мм - в пионном облучении, ϕ / Д5 / = 32 мм.

Методика отбора частиц с одинаковым пробегом употреблялась нами по причине отсутствия пучков с высоким разрешением. Сигналы со всех детекторов через спектрометрические тракты подавались для кодирования на стойку многомерного анализа ¹⁶/ и далее передавались в ЭВМ HP2116С. Калибровка спектрометрических трактов проводилась с помощью α -частиц ²²⁶Ra.

На рис. 2 представлены экспериментальные спектры потерь энергии в Д2-Д4, полученные при облучении в протонном пучке. Цена каналов в каждом из спектров ≈ 100 кэВ. Отметим, что начало шкалы преобразования АЦП стойки многомерного анализа соответствует $N_k = 30$.

Результаты восстановления начальной энергии протонов методом максимального правдоподобия /ММП/ ¹⁴/ и наименьших

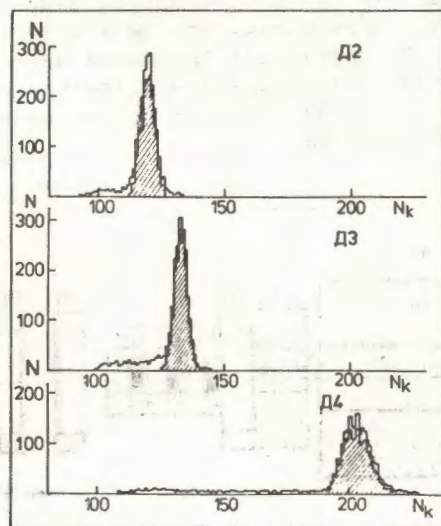


Рис. 2. Экспериментальные спектры потерь энергии в детекторах при облучении в протонном пучке.

квадратов (χ^2)/2/ представлены на рис. 3. При отборе по критерию χ^2 в качестве верхней границы использовалось значение, равное 6, что соответствует 5-процентному уровню значимости, а также проверялось дополнительное условие ¹³/ останков протона в детекторе Д5. Штриховкой в энергетическом спектре, восстановленном с помощью ММП /рис. 3/, и в спектрах потерь энергии в детекторах /рис. 2/ выделены события, прошедшие по критерию χ^2 и условию ¹³/ . Результаты восстановления энергии методом χ^2 и ММП для прошедших событий совпадают и согласуются с расчетными значениями, полученными при моделировании эксперимента: $T_p = 50,534$ МэВ, $\sigma_p = 0,370$ МэВ.

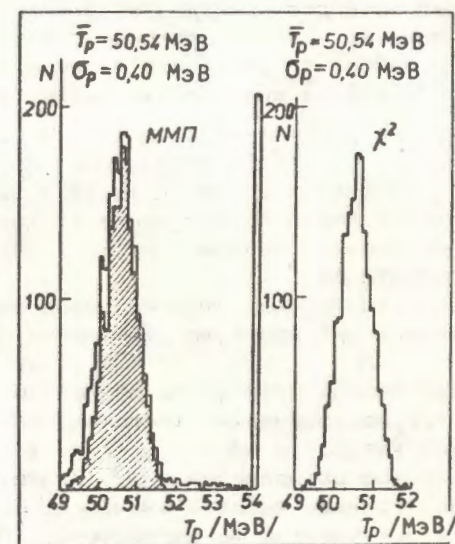


Рис. 3. Спектры энергий протонов, восстановленные по потерям в детекторах с помощью ММП и χ^2 .

События, отброшенные в данном эксперименте при использовании критерия χ^2 , соответствуют случаям с нарушением ионизационной зависимости вследствие либо ядерных реакций, либо краевых эффектов, что возможно из-за многократного рассеяния при недостаточном скользящем пучке. Следует специально подчеркнуть, что в данном эксперименте отбираются частицы в узком энергетическом интервале из пучка с широким спектром, когда количество частиц, проходящих сквозь Д1-Д5, на порядок превосходит количество частиц с остановкой в Д5.

В таких условиях логике отбора удовлетворяют частицы не только в узком энергетическом интервале с соответствующим интервалом пробегов, но и частицы с более высокой начальной энергией, которые либо попадают в заданный интервал пробегов по причине ядерных реакций, либо имеют большой пробег, когда за счет многократного рассеяния проходят через оправки детекторов Д2-Д4. Определенный вклад в искажение ионизационной зависимости вносит также эффект уменьшения амплитуды сигнала при прохождении частиц вблизи края чувствительной области.

Облучение в пионном пучке выполнялось в условиях, отличных от эксперимента с протонами. Использование алюминиевых фильтров для замедления пионов с начальной энергией 100 МэВ до энергии ~20 МэВ приводит к ухудшению энергетического разрешения и увеличению угловой расходимости пучка. В результате скорость набора статистики в пионном облучении составила ~0,1 с⁻¹, что на два порядка меньше скорости в протонном облучении. Для увеличения скорости набора оказалось необходимым исключить из логики совпадений детектор Д1, что, естественно, привело к усилению краевых эффектов.

Вторая особенность пионного облучения заключается в наличии значительной примеси мюонов в пучке (~30%), в отличие от чистого пучка протонов.

Для выделения чисто пионных событий можно попытаться использовать критерий χ^2 , проверяя события по π и μ -гипотезам.

На рис. 4 представлены результаты обработки набора данных, полученных при моделировании чисто пионного облучения, методом наименьших квадратов по π и μ -гипотезе. Плавная кривая - теоретическое распределение χ^2 . Видно, что если в качестве верхней границы выбрать значение, равное 6, то в 60% случаев π и μ -гипотезы не разделяются. Поэтому для идентификации пионных событий нами использовалась дополнительная информация об энерговыделении частиц при остановке в детекторе Д5.

Спектры потерь энергии в Д2-Д4 и спектр энерговыделения в Д5 представлены на рис. 5. Цена каналов в каждом из спектров = 50 кэВ.

Спектр Д5 сформирован путем наложения двух процессов: остановок мюонов, для которых спектр энерговыделения имеет верхнюю границу ≈ 3,5 МэВ /канал №103/, соответствующую энергии мюона с пробегом, равным толщине Д5 /0,6 мм/, и остановок π^- -мезонов, для которых спектр энерговыделения включает в себя потери энергии частицами, испущенными ядром при захвате пиона.

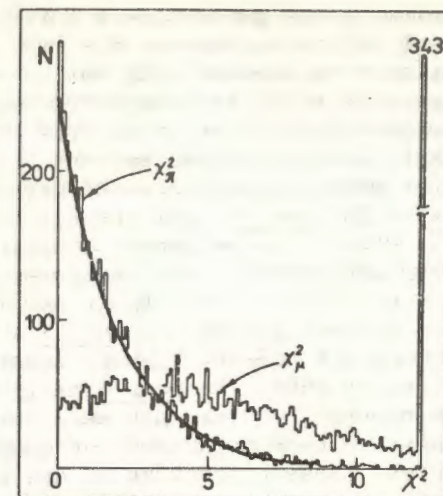


Рис. 4. Распределения по χ^2 для пионной и мюонной гипотез при обработке набора потерь энергии, полученного моделированием чисто пионного облучения. Плавная кривая - теоретическое χ^2 -распределение.

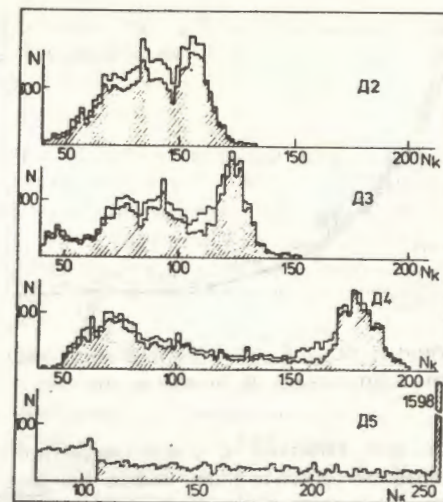


Рис. 5. Экспериментальные спектры потерь энергии в детекторах Д2-Д4 и спектр энерговыделения при остановке частиц в Д5, полученные при облучении в пучке пионов.

Так как постоянные цепей формирования спектрометрических усилителей в данной работе составляли 0,4 мкс, искажения сигнала от потерь энергии мюонами в Д5 при $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ распаде должны наблюдаться лишь в 18% случаев остановок мюонов. Средние потери энергии электронов от распада мюонов в Д5 составляют ~150 кэВ. Таким образом, верхняя граница спектра энерговыделения для мюонов практически не размыта. В экспериментальном спектре Д5 /рис. 5/ эта граница отчетливо проявляется как "ступенька" в ожидаемой области.

Отбирая события, для которых энерговыделение в Д5 превышает верхнюю границу спектра мюонов, мы получаем практически чистый набор пионных данных. На рис. 5 штриховкой выделена часть спектров для событий с энерговыделением в Д5, большим 3,65 МэВ /канал №106/. На рис. 6 представлено распределение χ^2 по пионной гипотезе для выделенных событий. Видно, что экспериментальное распределение хорошо согласуется с теоретическим. Уровень согласия по критерию Пирсона составляет 80%.

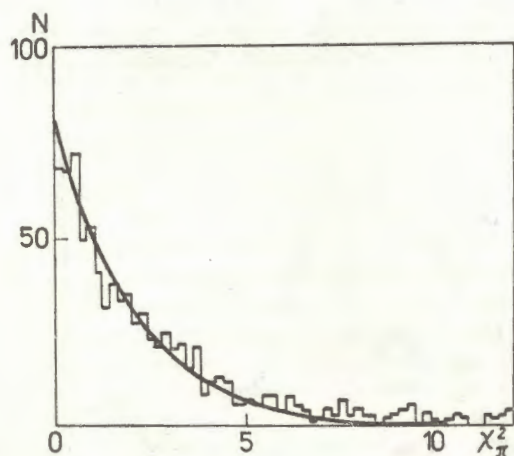


Рис. 6. Распределение по χ^2 для событий с энерговыделением в Д5 > 3,65 МэВ при облучении в пионном пучке.

Анализ спектров для событий с энерговыделением в Д5, меньшим 3,65 МэВ /незаштрихованная часть на рис. 5/, подтверждает предположение о том, что значительная доля событий в этой области принадлежит мюонам. Максимумы спектров, соответствующие незаштрихованной части, согласуются с ожидаемыми для мюонов, что особенно отчетливо видно в спектре Д4, где расчетный максимум распределения потерь энергии мюонами находится в канале №162.

Распределения по χ^2 для мюонной гипотезы представлены на рис. 7. Видно, что для событий с энерговыделением в Д5 $3,65 \text{ МэВ} / N_k / Д5 / < 106 /$, экспериментальное распределение приближается к теоретическому, в то время как для событий с энерговыделением $> 3,65 \text{ МэВ}$ χ^2 -зависимость находится в явном противоречии с теоретической и подобна расчетной для ошибочной гипотезы, показанной на рис. 4.

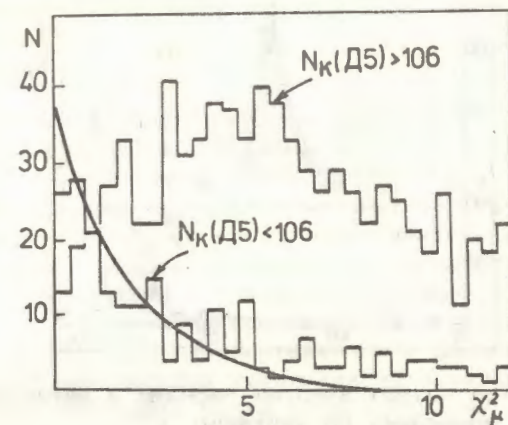


Рис. 7. Распределения по χ^2 для пионной и мюонной гипотез событий с энерговыделением в Д5 < 3,65 МэВ при облучении в пионном пучке.

Спектры потерь энергии пионами для событий с $N_k / Д5 / > 106$, прошедших по критерию $\chi^2 (\chi^2 < 6)$, представлены на рис. 8. Штриховкой выделены части спектров для событий, удовлетворяющих условию /3/ остановки пиона в Д5. Спектры начальной энергии пионов, полученные методами ММП и χ^2 , представлены на рис. 9. Штриховкой в спектре, восстановленном с помощью ММП, так же как и на рис. 3, выделены события, прошедшие по критерию χ^2 и условию /3/. Видно, что с помощью критерия χ^2 из спектра, имеющего длинный "хвост" в сторону высоких энергий, выделяется симметричная часть с параметрами, близкими к расчетным: $T_\pi = 21,988 \text{ МэВ}$, $\sigma_\pi = 0,360 \text{ МэВ}$. Следует специально подчеркнуть, что наличие "хвоста" со стороны высоких энергий характерно для методики восстановления энергии частиц при измерении в режиме "Напролет", в отличие от режима "На полное поглощение", когда появляется "хвост" со стороны низких энергий.

Сдвиг средних значений в экспериментальных спектрах относительно расчетного на величину ~100 кэВ частично обязан

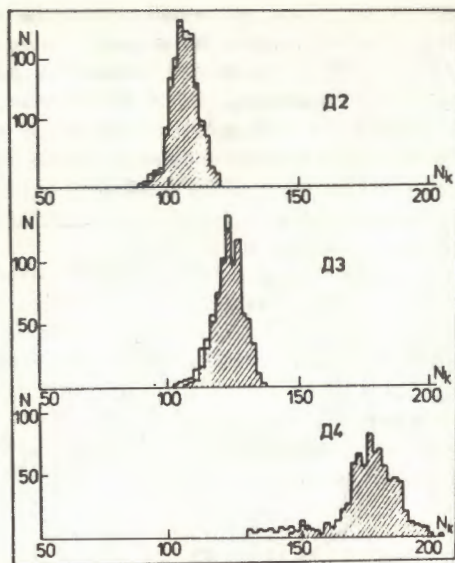


Рис. 8. Спектры потерь энергии пионами в детекторах Д2-Д4 для событий, прошедших по критерию χ^2 .

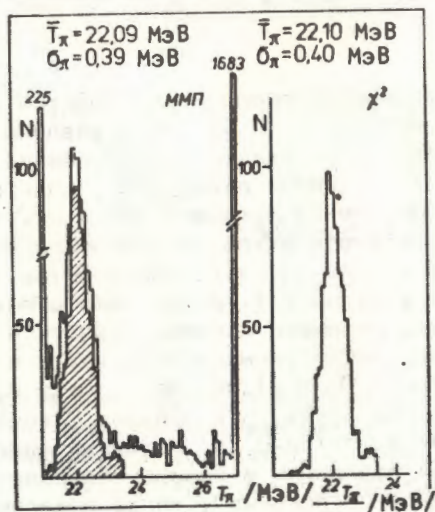


Рис. 9. Спектры энергий пионов, восстановленные по потерям в детекторах с помощью ММП и χ^2 .

наличию значительного фона событий с нарушением ионизационной зависимости, который в пионном облучении превышал количество событий без искажений. На рис. 9 видно, что "хвост" со стороны высоких энергий вырезается с помощью критерия χ^2 не полностью. Второй причиной сдвига на величину $\sim 0,5\%$ при работе без системы стабилизации мог быть дрейф параметров электроники, так как набор статистики в пионном пучке продолжался значительное время / ~ 10 ч/.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сделаем некоторые замечания об энергетическом разрешении, достигаемом с помощью изложенной методики измерения.

Очевидно, что ширина восстановленных энергетических спектров в данном эксперименте не соответствует энергетическому разрешению, так как спектры частиц, отобранные логикой установки, сравнимы по ширине с восстановленными. Извлечение информации о разрешении из сравнения расчетного спектра отобранных частиц с экспериментальными в данном случае не корректно, так как логикой установки из начального спектра частиц отбирается спектр более узкий. Поэтому согласие расчетных и экспериментальных результатов в данной работе следует рассматривать как доказательство правильности разработанной методики измерений, но не как прямую демонстрацию возможностей по разрешению. Для облучения в пучке пионов в данном эксперименте расчетное разрешение соответствует величине $\sigma = 250$ кэВ, и для прямой экспериментальной проверки необходимы измерения без дополнительного отбора в пучках частиц с разрешением более высоким.

В работе /1/ нами было показано, что для частиц в области энергий, соответствующей пробегам, меньшим полной толщины стопки из ППД без "мертвых" слоев, наблюдается слабая зависимость энергетического разрешения от энергии частиц, и можно для выделенной области энергий рассматривать зависимость среднего разрешения от толщины ППД. Такая зависимость для пионов с энергией от 10 до 50 МэВ представлена на рис. 10. С помощью данной зависимости можно по условиям заданной точности выбрать толщину детекторов. Например, видно, что для выделения уровней возбуждения ядер, отстоящих друг от друга на 1-2 МэВ, в экспериментах по рассеянию отрицательных пионов можно употреблять стопки кремниевых ППД с толщиной 2-3 мм.

В результате выполненного исследования разработана и экспериментально проверена методика определения энергии отрицательных пионов с помощью слоистого полупроводникового

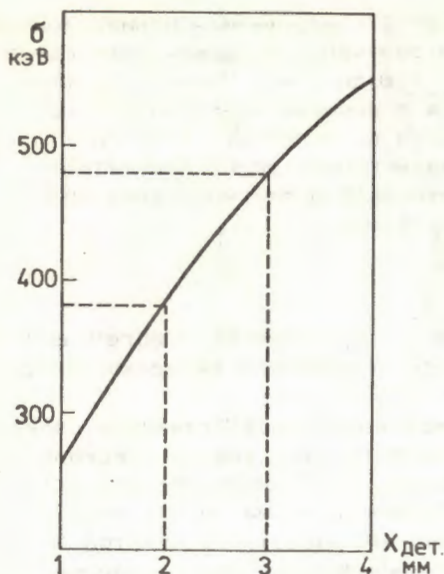


Рис. 10. Расчетная зависимость среднего энергетического разрешения стопки кремниевых ППД без "мертвых слоев" от толщины детекторов для пионов с энергией от 10 до 50 МэВ.

спектрометра, основанная на анализе частичных потерь энергии в детекторах. Такой способ пригоден для измерения энергии любых заряженных частиц с неопределенным энерговыделением при остановке /в т.ч. обусловленным поглощением/.

Для выделения событий с нарушением ионизационной зависимости предложено использовать критерий χ^2 с функционалом /2/, который, в отличие от работы /2/, записан через точные значения толщины ППД, а не через средние потери энергии.

Экспериментально показано, что точность метода для определения энергии частиц / $\sigma \sim 0,5$ МэВ/ оказывается не хуже точности, достигнутой с помощью ММП.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акимов Ю.К. и др. ОИЯИ, 1-11845, Дубна, 1978.
2. Eisberg M. Makino et al. Nucl. Instr. Meth., 1977, 146, p. 487-495.
3. Ландау Л.Д. J. of Phys. (USSR), 1944, 8, p. 204.
4. Вавилов П.В. ЖЭТФ, 1957, т. 32, вып. 4, с. 920.
5. Рауне М.Г. Phys. Rev., 1969, 185, p. 611.
6. Синаев А.Н., Стахин А.А. ОИЯИ, 13-7656, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 ноября 1979 года.