

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5440/82

15/41-82

13-82-621

М.Г.Горнов, Ю.Б.Гуров, А.С.Лукин, П.В.Морохов,  
К.О.Оганесян, Б.П.Осипенко, В.А.Печуров,  
А.П.Пичугин, В.И.Савельев, Ф.М.Сергеев,  
В.Г.Сандуковский, А.А.Хомутов, Р.Р.Шафигуллин

ДВУХПЛЕЧЕВОЙ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ СПЕКТРОМЕТР  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ  
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ ЯДРАМИ

Направлено в журнал "Nuclear Instruments  
and Methods"

1982

В настоящее время экспериментальному исследованию процесса поглощения пионов атомными ядрами уделяется значительное внимание. Предметом исследований является как сам механизм поглощения, так и характеристики образующихся в реакциях ядер. В экспериментах по наблюдению эмиссии частиц, где получены основные сведения о динамике процесса, достаточно подробно исследованы спектры нейтронов. Экспериментальная информация о характеристиках заряженных частиц значительно беднее. Практически нет экспериментальных данных о спектрах коррелированных частиц, а также подробной информации высокого энергетического разрешения о высокоимпульсной части инклюзивных спектров. Такая ситуация в основном объясняется методическими трудностями. В отличие от измерения энергии нейтронов, жесткие ограничения накладываются на толщину мишени, а в связи с необходимостью регистрации частиц с различными массами и зарядами усложнены задачи идентификации. Представленный в настоящей работе спектрометр позволяет в значительной степени преодолеть указанные трудности.

## КОНСТРУКЦИЯ СПЕКТРОМЕТРА

Схема спектрометра представлена на рис.1. Основная цель, которой следуют принципы построения спектрометра, - получение максимальной плотности остановок в мишени при сохранении возможности надежного исключения фона, а также обеспечение достаточной светосилы установки.

Увеличение плотности остановок достигается за счет выбора оптимальной энергии пучка пионов и максимального приближения замедлителя к мишени. Интенсивность пучка пи-мезонного канала малых энергий на синхроциклотроне ЛИЯФ АН СССР<sup>1/1</sup>, где установлен спектрометр, представлена на рис.2. Видно, что максимум интенсивности  $\pi^-$ -мезонов соответствует импульсу  $\sim 250$  МэВ/с. Так как вследствие роста флуктуаций пробегов доля пионов, останавливающихся в определенном слое вещества, уменьшается с ростом энергии частиц, максимум в зависимости от количества остановок в мишени сдвигается в область меньших энергий. На рис.2 пунктиром представлена расчетная зависимость количества остановок для кремниевой мишени толщиной 440 мкм. Видно, что с точки зрения максимального количества остановок в такой мишени оптимальным является импульс  $\sim 140$  МэВ/с.

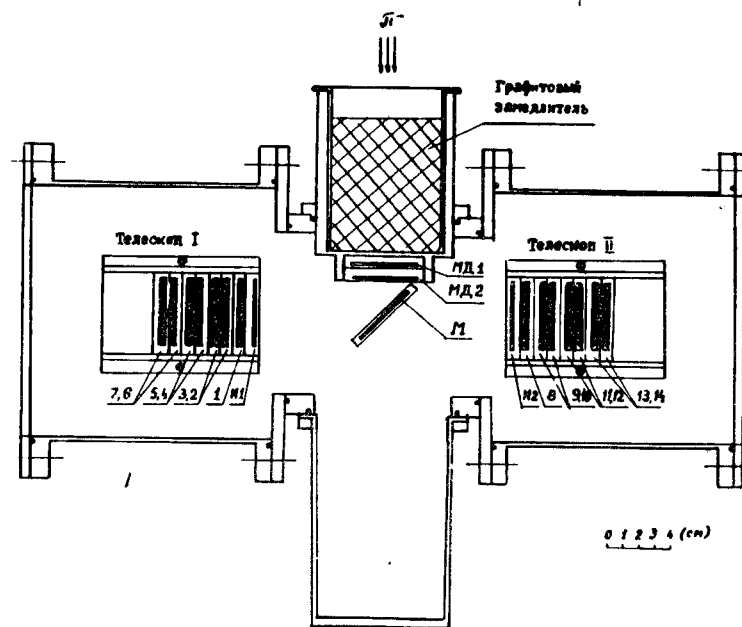


Рис.1. Схема двухплечевого полупроводникового спектрометра.

В спектрометре замедлитель, соответствующий оптимальной энергии пучка, устанавливается на минимальном расстоянии от мишени. В этом случае вместе с увеличением остановок в мишени возрастает фон вторичных частиц из последних слоев замедлителя, и необходимо принимать специальные меры для его подавления. В данной конструкции для этой цели в качестве последних слоев замедлителя используются два мониторных Si(Au) - ППД толщиной  $\sim 300$  мкм /МД1, МД2/. Анализ сигналов с мониторных детекторов позволяет отбирать пионы с остаточным пробегом, соответствующим толщине мишени, и достаточно надежно исключать фоновые события, соответствующие остановкам в замедлителе, а также в самих детекторах.

В качестве материала замедлителя в спектрометре используется графит плотностью  $1,7$  г/см<sup>3</sup>. Использование графита по сравнению, например, с оргстеклом позволяет повысить плотность остановок на 30%, что было проверено экспериментально. Следует отметить, что увеличение плотности графита является резервом к дополнительному выигрышу в количестве остановок.

Так как из-за многократного рассеяния часть пионов после прохождения замедлителя и мониторных ППД не попадает в мишень, существует фон вторичных частиц от захвата пионов в конструктивных элементах спектрометра. С целью убрать из пучка поглощаю-

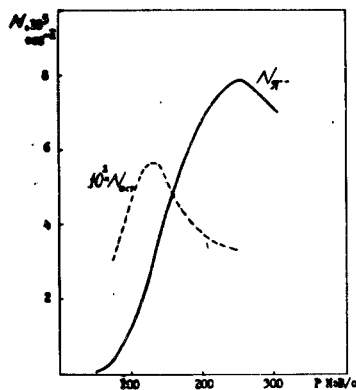


Рис.2. Интенсивность ( $N_p$ ) пучка пи-мезонного канала малых энергий синхроциклотрона ЛЯФ АН СССР<sup>/1/</sup> и расчетная зависимость количества остановок ( $N_{ост}$ ) пионов в мишени толщиной 440 мкм /  $\phi$  32 мм/.

щий материал - источник такого фона, на заднем фланце спектрометра установлен глубокий тонкостенный стакан.

Наиболее эффективно задача подавления фона в данной установке решается с помощью использования так называемой "живой" мишени -

Si(Au) -ППД, сигнал с которого включается в логику отбора реакций. Спектрометрическая информация с "живой" мишени позволяет решать не только методические вопросы - такие, как анализ эффективности отбора полезных событий, выполнение абсолютной нормировки выходов частиц, но и получить дополнительные физические данные об исследуемых реакциях, например, об энергии остаточных ядер.

Спектрометрические телескопы, каждый из которых состоит из одного Si(Au) -ППД-идентификатора /И1, И2/ толщиной  $\approx 340$  мкм и семи Si(Li) -ППД толщиной  $\approx 3$  мм, установлены в двух вакуумных камерах. Диаметр чувствительных областей детекторов - 32 мм, за исключением мониторных, диаметр которых 24 мм. Энергетическое разрешение при температуре 21 °C по  $\alpha$ -частицам составляет для Si(Au) -ППД 30 кэВ, для Si(Li) -ППД 36 кэВ; по электронам внутренней конверсии /ЭВК/  $^{207}\text{Bi}$ , соответственно - 20 и 26 кэВ. Диаметр оправок всех ППД - 50 мм, толщина - 8 мм. Для электрического включения на детекторах установлены разъемы типа "ЛЕМО". Оправки ППД-мишеней специальные, изготовлены из дюралюминия; вес оправок 7 г.

Si(Au) -ППД работают в режиме растяжки обедненной области на полную толщину детектора и не имеют существенных нечувствительных - "мертвых" областей. Слой, перекомпенсированный литием, так называемый "мертвый" слой в Si(Li) -ППД, составляет 300 мкм. Точные измерения толщин детекторов и "мертвых" слоев Si(Li) -ППД проводились с помощью радиоактивных источников  $^{106}\text{Ru}$  и  $^{207}\text{Bi}$  по методике, изложенной в работе<sup>/2/</sup>. Результаты измерений представлены в таблице.

С целью уменьшения количества спектрометрических каналов шесть последних Si(Li) -ППД в каждом из телескопов объединены по парам - включены параллельно. Подбор детекторов в пары и выбор рабочего напряжения выполнены из условия равенства калибровок на ЭВК  $^{207}\text{Bi}$  с точностью не хуже 0,2%.

Таблица

| Si(Li) - детекторы |                         |                                      |
|--------------------|-------------------------|--------------------------------------|
| № ППД              | толщина детектора (мкм) | толщина нечувствительного слоя (мкм) |
| I                  | 2910 ± 10               | 290 ± 5                              |
| 2                  | 3340 ± 10               | 310 ± 5                              |
| 3                  | 3250 ± 10               | 260 ± 5                              |
| 4                  | 2930 ± 10               | 305 ± 5                              |
| 5                  | 2970 ± 10               | 260 ± 5                              |
| 6                  | 3350 ± 10               | 305 ± 5                              |
| 7                  | 3415 ± 10               | 295 ± 5                              |
| 8                  | 2505 ± 10               | 255 ± 5                              |
| 9                  | 2815 ± 10               | 220 ± 5                              |
| 10                 | 3070 ± 10               | 325 ± 5                              |
| И1                 | 3240 ± 10               | 280 ± 5                              |
| И2                 | 3225 ± 10               | 285 ± 5                              |
| И3                 | 3265 ± 10               | 360 ± 5                              |
| И4                 | 3395 ± 10               | 270 ± 5                              |

| Si(Au) - детекторы |         |                                |
|--------------------|---------|--------------------------------|
| №                  | толщина | толщина нечувствительного слоя |
| И1                 | 336 ± 5 | —                              |
| И2                 | 342 ± 5 | —                              |
| ИД1                | 344 ± 5 | —                              |
| ИД2                | 252 ± 5 | —                              |
| И                  | 440 ± 5 | —                              |

Калибровка спектрометрических каналов для экспериментальных измерений проводится с помощью образцовых спектрометрических  $\alpha$ -источников /ОСАИ/  $^{226}\text{Ra}$  и генератора точной амплитуды. Описание электроники установки и ее характеристик дано в работе<sup>/3/</sup>.

Телескопы позволяют измерять на полное поглощение протоны с энергией до  $\sim 68$  МэВ, дейтроны  $\sim 93$  МэВ, тритоны  $\sim 111$  МэВ. Пороговая энергия для идентификации частиц: протонов - 6,5 МэВ, дейтронов - 8,5 МэВ, тритонов - 10,2 МэВ,  $^3\text{He}$  - 23 МэВ,  $^4\text{He}$  - 26 МэВ. Светосила телескопов составляет 0,14 ср для частиц с пороговой энергией и 0,04 ср. для максимальной при измерениях на полное поглощение.

Спектрометр имеет возможность юстировки на пучке и работает в линию с ЭВМ СМ-3.

#### МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА ОСТАНОВОК ПИОНОВ В МИШЕНИ

Принцип отбора пионов для остановок в мишени иллюстрируется рис.3. Сплошными кривыми показаны средние энергетические потери в мониторных ППД в зависимости от пробега пионов, начиная с точки входа в первый ППД. Сплошные вертикальные линии соответствуют толщинам первого и второго ППД и мишени. Пунктирная линия показывает увеличенную эффективную толщину мишени при повороте на 45°.

Для отбраковки остановок пионов во втором ППД используется ограничение на максимально возможное энерговыделение в первом ППД - установка верхнего порога<sup>/4/</sup>. Для отбраковки пионов, пролетающих мишень насквозь, используется ограничение на минимально возможное энерговыделение во втором ППД - установка нижнего порога. Оба ППД включены на совпадение. Видно, что одновременная установка верхнего и нижнего порогов позволяет выделить пионы, соответствующие остановкам в мишени. Рис.3 демонстрирует возможности такой методики качественно. Вследствие флуктуаций потерь энергии и многократного рассеяния, а также энергетического разрешения электронной аппаратуры, данная методика обладает эффективностью, отличной от 100%.

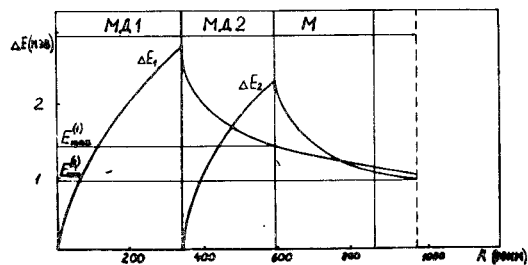


Рис.3. Зависимость энергетических потерь в первом ( $\Delta E_1$ ) и втором ( $\Delta E_2$ ) мониторных детекторах от остаточного пробега пионов.  $E_{\min}^{(1)}$  - значение верхнего пробег для МД1,  $E_{\min}^{(2)}$  - значение нижнего порога для МД2.

Экспериментально эффективность работы мониторинной системы исследовалась с помощью "живой" мишени. Установка порогов осуществлялась по быстрым неспектрометрическим каналам электроники аналоговым способом. На рис.4,5 представлены спектры энерговыделений во втором мониторном ППД и "живой" мишени для трех значений нижнего порога на мониторном детекторе /цена каналов в каждом из спектров на рис.4-7  $\approx 20$  кэВ/. С увеличением нижнего порога на втором ППД подавляется пик в спектре с "живой" мишени, соответствующий пионам, пролетающим мишень насквозь. Форма правой части спектра с мишени при этом не изменяется.

Далее, в значительном интервале увеличение порога практически не влияет на форму всего спектра, что соответствует отсутствию вклада от пролетных пионов. В этом интервале количество зарегистрированных телескопами вторичных частиц пропорционально счету "мониторная система - мишень", что также указывает на отсутствие пролета.

Выполнив нормировку спектров с мишени по правой части, которая сохраняет форму в широком интервале изменения порогов, можно определить вклад от пролета пионов и эффективность отбора остановок.

Так, для  $E_{\text{пор}}=0,6$  МэВ /рис.4а, 5а/ доля пролетных пионов через мишень составляет  $\approx 35\%$  при эффективности отбора  $\sim 100\%$ , для  $E_{\text{пор}}=0,8$  МэВ /рис.4б, 5б/ доля пролета  $\sim 16\%$  при эффективности  $\sim 96\%$  и для  $E_{\text{пор}}=1,1$  МэВ /рис.4в, 5в/ соответственно  $\sim 0\%$  и  $\sim 76\%$ .

Таким образом, данная методика позволяет исключать пролет пионов через достаточно тонкую мишень, сохраняя приемлемой величину эффективности отбора полезных событий, либо, допуская определенную долю пролета, повысить эффективность отбора и при определении выходов вторичных частиц ввести соответствующую поправку.

Возможность отбраковки остановок во втором мониторном ППД с помощью ограничения на максимальные энерговыделения в первом демонстрируется на рис.6,7, где представлены спектры энерговыделений в мониторных детекторах для трех значений порога сверху на первом ППД.

Количество остановок во втором мониторном детекторе пропорционально правой части спектра /рис.7/, которая соответствует энергиям выше максимальной для пиона с пробегом, равным толщине детектора  $/N_k=175/$ . Так же как и для мишени, эта часть спектра определяется суммарным энерговыделением заряженных частиц при поглощении пиона, а именно, энергией входного пиона, энерговыделением вторичных частиц и ядра отдачи.

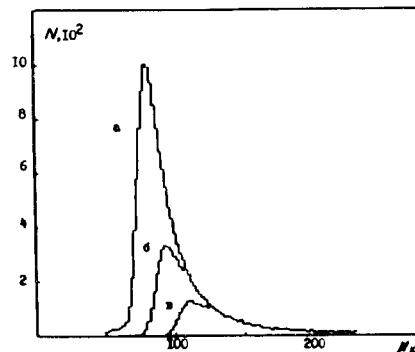


Рис.4. Спектры энерговыделений во втором мониторном детекторе /МД2/ для трех значений нижнего порога  $E_{\min}^{(2)}$ : а/  $-0,6$  МэВ, б/  $-0,8$  МэВ, в/  $-1,1$  МэВ.

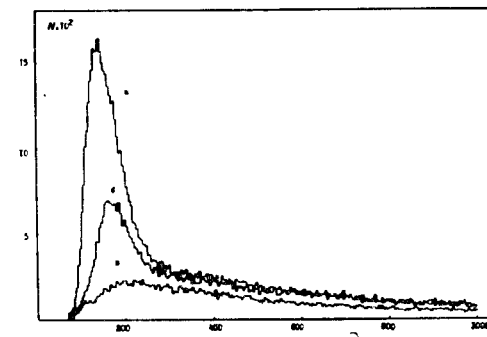


Рис.5. Спектры энерговыделений в мишени /M/, соответствующие порогам на втором мониторном детекторе /МД2/, указанным на рис.4.

Из представленных результатов видно, что количество остановок во втором мониторном детекторе уменьшается при снижении порога сверху на первом ППД. При подавлении остановок во втором ППД в 4 раза  $/E_{\text{пор}}=1,6$  МэВ, рис.6б, 7б/ количество отбираемых остановок в мишени снижается лишь на 8%, а при подавлении в 13 раз  $/E_{\text{пор}}=1,3$  МэВ, рис.6в, 7в/ - на 23%. Т.е., как и в случае работы с нижним порогом на втором ППД, для исключения пролета через мишень имеется возможность сохранить приемлемой эффективность отбора полезных событий при существенном подавлении фона от остановок во втором мониторном ППД.

Как видно из представленных выше распределений, спектры энерговыделений в мониторных детекторах для остановившихся  $\pi^-$ -мезонов значительно шире пролетных. Такая специфика спектров энерговыделения в тонких кремниевых ППД при остановках в них  $\pi^-$ -мезонов дает дополнительную возможность подавления фона с помощью установки верхних порогов. Причем реализация именно этой возможности не уменьшает эффективности отбора полезных событий. Например, установив верхний порог на втором ППД по максимальному энерговыделению для пиона /рис.7/, мы получаем

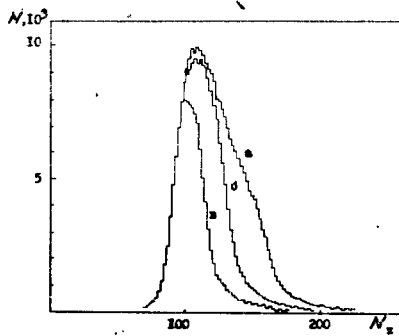


Рис.6. Спектры энерговыделений в первом мониторинг детекторе /МД1/ для трех значений верхнего порога  $E_{\max}^{(1)}$ : а/ -2,5 МэВ, б/ -1,6 МэВ, в/ -1,3 МэВ.

дополнительное подавление фона от остановок в этом детекторе в ~7 раз. Аналогично действует и верхний порог на первом мониторинг ППД, одновременно подавляя остановки в обоих детекторах.

Таким образом, с помощью выбора верхних и нижних порогов на мониторинг детекторах спектрометра можно исключить фон от остановок пионов в самих мониторинг детекторах, а также пролет через мишень.

Дополнительной причиной ошибок в абсолютной нормировке результатов может служить примесь вторичных частиц, проходящих через мониторинг детекторы /особенно для данной конструкции спектрометра, когда замедлитель приближен к мишени/. Однако в случае работы с достаточно тонкой мишенью одновременная установка верхних и нижних энергетических порогов исключает и такие частицы с эффективностью, близкой к 100%.

При определении выходов вторичных частиц для других мишеней данные о количестве остановок  $\pi^-$ -мезонов и характеристиках фона для выбранных порогов, полученные с использованием "живой" мишени, могут служить в качестве абсолютной привязки.

#### МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ

Энергия вторичных частиц, зарегистрированных телескопами, определяется двумя способами. Для частиц, пробег которых укладывается в детектирующем объеме телескопов /случай - "полное поглощение"/, - методом суммирования потерь энергии в детекторах. Для частиц более высокой энергии /случай - "напролет"/ в начале с помощью определения зависимости среднего сброса энергии от энергии

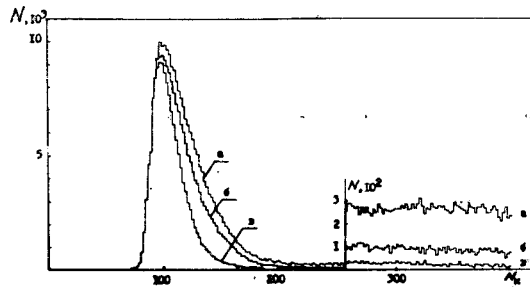


Рис.7. Спектры энерговыделений во втором мониторинг детекторе /МД2/, соответствующие порогам на первом мониторинг детекторе /МД1/, указанным на рис.6.

частицы определяется энергия на входе в последний детектор телескопа. Далее переход к начальной энергии осуществляется также с помощью суммирования потерь в предыдущих детекторах /5/. Такая процедура используется и для частиц, останавливающихся в "мертвом" слое.

Уже на данном этапе - определения энергии - нужна идентификация частицы. В случае "полного поглощения" она необходима для введения поправок на потери энергии в "мертвых" слоях Si(Li) - ППД. В случае "напролет" дополнительно необходим выбор зависимости сброса энергии от энергии конкретной частицы.

Вопрос идентификации частиц и, следовательно, определения энергии, а также вопросы отбраковки событий с нарушением ионизационной зависимости сбросов энергии вследствие выхода частиц из детектирующего объема, краевых эффектов и ядерных реакций решаются с помощью критерия  $\chi^2$ .

Мы используем критерий с функционалом следующего вида /6/:

$$\chi_n^2 = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\Delta R_{i \text{ exp}} - \Delta R_i}{\sigma(\Delta R_{i \text{ exp}})} \right)^2,$$

где  $\Delta R_i$  - толщина i-го ППД,  $\Delta R_{i \text{ exp}}$  - толщина i-го ППД, определяемая по измерениям сбросов энергии для конкретной гипотезы о сорте частицы,  $\sigma(\Delta R_{i \text{ exp}})$  - соответствующая ошибка измерений, n+1 - количество детекторов, в которых зарегистрированы энергетические сбросы.

Для случая "полного поглощения"

$$\Delta R_{i \text{ exp}} = R_i \left( \sum_{j=1}^{n+1} \Delta E_j \right) - R_{i+1} \left( \sum_{j=i+1}^{n+1} \Delta E_j \right),$$

где  $\Delta E_j$  - зарегистрированный сброс энергии в j-ом ППД с учетом поправки на потери в "мертвом" слое,  $R_i$  - средний пробег частицы, начиная с точки входа в i-й детектор.

Дисперсию величины  $\Delta R_{i \text{ exp}}$  запишем в виде

$$\sigma_{i \text{ exp}}^2(\Delta R_{i \text{ exp}}) = \sigma_{i \text{ str}}^2 + \sigma_{i \text{ res}}^2 + \sigma_{i g}^2,$$

где  $\sigma_{i \text{ str}}^2$  - дисперсия пробега, накопленная при прохождении частицей i-го детектора за счет флуктуации потерь энергии,  $\sigma_{i \text{ res}}^2$  - дисперсия, возникающая вследствие конечного энергетического разрешения,  $\sigma_{i g}^2$  - дисперсия пробега, связанная с отклонением формы детекторов от идеальной, точностью в определении толщин детекторов и угловым разбросом измеряемых частиц.

Соответственно имеем:

$$\sigma_{i \text{ str}}^2 = \sigma_{\text{str}}^2(R_i) - \sigma_{\text{str}}^2(R_{i+1}),$$

где  $\sigma_{\text{str}}^2(R)$  - дисперсия пробега частицы;

$$\sigma_{i \text{ res}}^2 = \left[ \frac{dR \left( \sum_{j=1}^{n+1} \Delta E_j \right)}{dE} \sigma_{\text{res}}(\Delta E_i) \right]^2 +$$

$$+ \left[ \left( \frac{dR(\sum_{i=1}^{n+1} \Delta E_j)}{dE} - \frac{dR(\sum_{i+1}^{n+1} \Delta E_j)}{dE} \right) \sigma_{res} - \left( \sum_{i+1}^{n+1} \Delta E_j \right) \right]^2,$$

где  $\sigma_{str}^2(\Delta E_i)$  - дисперсия, соответствующая энергетическому разрешению  $i$ -го детектора,  $\sigma_{res}^2(\sum_{i+1}^{n+1} \Delta E_j) = \sum_{i+1}^{n+1} \sigma_{res}^2(\Delta E_j)$  -

дисперсия соответствующая суммарному энергетическому разрешению  $(n-i)$  детекторов.

Для случая "напролет" в приведенных формулах  $\Delta E_{n+1}$  заменяется на  $E_{n+1}$  - энергию частицы на входе в последний ППД.

Данный функционал  $\chi^2$  физически соответствует проверке измерений по набору известных толщин ППД. Количество детекторов, которые частица прошла насквозь, соответствует количеству степеней свободы функционала.

Результаты измерений проверяются по следующим гипотезам: для сорта частиц -  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$ , а для пробега - "полное поглощение", "напролет" и остановка в "мертвом" слое.

На рис.8 представлено двумерное распределение энергетических сбросов в детекторе-идентификаторе и первом  $\text{Si}(\text{Li})$  - ППД для вторичных частиц, зарегистрированных двумя детекторами при поглощении  $\pi^-$ -мезонов ядрами кремния в "живой" мишени. Хорошо проявляются ветви частиц, начиная с протонов до  ${}^4\text{He}$ . На рис.9 представлены те же данные после процедуры прохождения измерений по критерию  $\chi^2$  для гипотезы остановки в первом  $\text{Si}(\text{Li})$  -ППД. Видно, как отбраковываются фоновые события, а также события, соответствующие ветви для частиц, прошедших  $\text{Si}(\text{Li})$  -ППД насквозь.

Сравнение экспериментальных и теоретических  $\chi_n^2$ -распределений и парциальных нормированных отклонений  $\chi_i = \frac{\Delta R_{i \text{ exp}} - \Delta R_i}{\sigma(\Delta R_{i \text{ exp}})}$  для

протонов различной энергии представлено на рис.10. Распределения экспериментальных нормированных отклонений близки к теоретическим распределениям Гаусса и не имеют систематических сдвигов, а  $\chi_n^2$  - распределения имеют удовлетворительное согласие с теоретическими по критерию Пирсона. Полученный результат демонстрирует корректность алгоритмов обработки, а также отсутствие систематических сдвигов в энергетической калибровке спектрометра и определении геометрических параметров ППД.

В спектры, получаемые после обработки измерений, вводятся поправки на светосилу телескопов и выбывание частиц вследствие ядерных реакций в детектирующем объеме [7]. При анализе низкоэнергичной частицы спектров необходимо также введение поправок, связанных с толщиной мишени [8,9]. Доля полезных событий, отбракованных вследствие ограничения на величину  $\chi^2$ , учитывается при выполнении абсолютной нормировки выходов частиц.

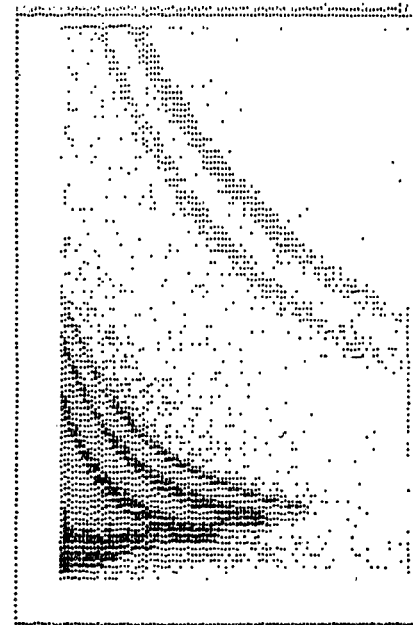


Рис.8. Двумерное распределение энергетических сбросов в детекторе - идентификаторе и первом  $\text{Si}(\text{Li})$  -ППД для вторичных частиц.

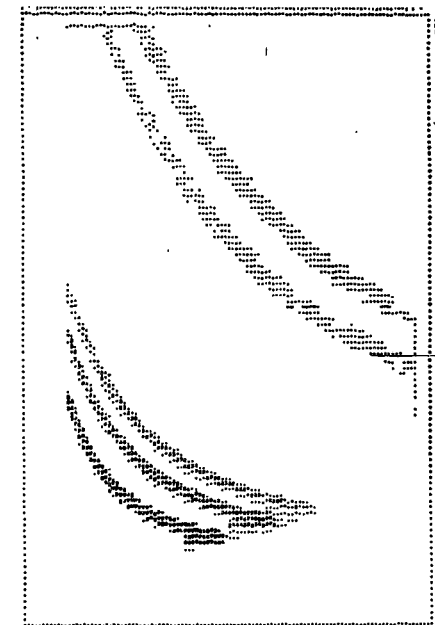


Рис.9. Двумерное распределение, соответствующее рис.8, после прохождения событий по критерию  $\chi^2$  для гипотезы остановки в первом  $\text{Si}(\text{Li})$  - ППД телескопа.

Следует отметить, что достигнутое согласие теоретических и экспериментальных  $\chi^2$ -распределений для частиц в широком интервале энергий обусловлено использованием многослойной структуры спектрометрических телескопов, которая позволяет надежно идентифицировать частицы. Если упростить структуру, например, "использовать телескоп" из двух детекторов: детектора-идентификатора и одного детектора полного поглощения, то, начиная с определенных энергий, возможность идентификации будет отсутствовать. Такая ситуация демонстрируется на рис.11, где представлено двумерное распределение для энергетических сбросов в идентификаторе и полной энергии частиц. Хорошо видно слияние ветвей однозарядных частиц в области достаточно высоких энергий. Естественно, что в этом случае вместе с отсутствием возможности идентификации нет и возможности контроля измерений, даже для частиц одного заранее выбранного сорта.

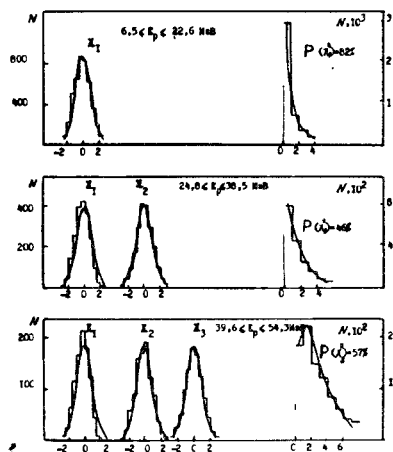


Рис.10. Экспериментальные  $\chi^2$  - распределения и нормированные отклонения для трех интервалов энергий зарегистрированных протонов.

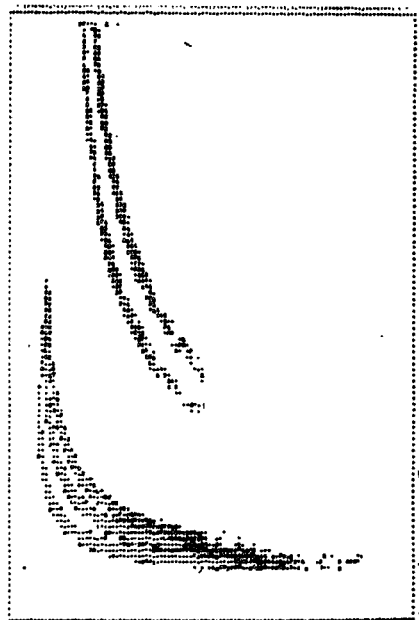


Рис.11. Двумерное распределение для энерговыделений в идентификаторе и полной энергии частиц.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выделим основные особенности созданной установки, а также рассмотрим возможности улучшения ее параметров.

В отличие от известных нам спектрометров, предназначенных для аналогичных целей  $10^{12}-10^{13}$ , созданная установка является полностью полупроводниковым прибором. Полупроводниковые детекторы в данном спектрометре используются не только для регистрации вторичных частиц, но и в мониторинжной части, где обычно употребляются сцинтилляторы, а также в качестве "живой" мишени. Такое методическое решение позволяет привлечь амплитудный анализ для исследования состава пучка, а также получить дополнительную информацию об энерговыделении в мишени, которое связано с энергией вторичных частиц, в т.ч. остаточных ядер. Фактически использование "живой" мишени позволяет выполнять корреляционный анализ даже в том случае, когда телескопами зарегистрирована только одна частица.

Кроме преимуществ, связанных с получением физической информации, использование в качестве детектирующих элементов только ППД позволяет качественно упростить конструкторское решение установки и унифицировать электронную аппаратуру.

Следует также отметить использование многослойной структуры в спектрометрических телескопах. Дело в том, что в любом твердотельном детекторе возможности увеличения интервала измеряемых энергий ограничены ростом вероятности ядерного взаимодействия, искажающего спектрометрическую линию. В этом случае увеличение измеряемого интервала энергий с помощью наращивания количества детекторов, а не с помощью использования детектора больших размеров, является нетривиальным решением, т.к. именно многослойная структура позволяет отбраковывать события с ядерными реакциями и сохранять возможность спектрометрии.

Улучшение параметров установки в первую очередь связано с энергетическим разрешением, которое, в основном, определяется сравнительно большими толщинами "мертвых" слоев Si(Li) -ППД. Величина разрешения приблизительно пропорциональна сумме мертвых слоев, которые проходит частица. Для максимальных энергий частиц, измеряемых на полное поглощение, расчетное разрешение телескопов составляет  $\sim 0,4$  МэВ. Совершенствование технологии изготовления Si(Li)-ППД с целью уменьшения толщины "мертвого" слоя позволит приблизить разрешение телескопов к суммарному разрешению ППД.

Неопределенность в энергии, которую вторичные частицы теряют при выходе из мишени, можно уменьшить с помощью спектрометрии сбросов энергии в мониторинжных детекторах. Величины сбросов энергии, в принципе, позволяют определить глубину остановки пиона в мишени и ввести соответствующую поправку к энергии вторичной частицы, зарегистрированной телескопом. В этом случае упрощается методика введения поправки на поглощение в мишени для низкоэнергетической части спектров частиц, а также появляются дополнительные возможности для уточнения состава пучка с помощью многомерного анализа.

В заключение мы хотели бы выразить благодарность сотрудникам ЛИЯФ АН СССР М.М.Макарову, В.П.Коптеву и А.Г.Атаманчуку за помощь в работе, а также сотрудникам ускорительного отдела ЛИЯФ за обеспечение возможности выполнения экспериментальных работ на пучке синхроциклотрона.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Волченков В.А. и др. Препринт ЛИЯФ АН СССР, Л., 1980, №612.
2. Горнов М.Г. и др. ОИЯИ, 13-82-350, Дубна, 1982.
3. Гайсак И.И. и др. ОИЯИ, 13-82-178, Дубна, 1982.
4. Sundelin R.M., Takahashi K. Nucl. Instr. and Meth., 1967, 54, p. 250.
5. Акимов Ю.К. ПТЭ, 1980, №1, с. 69-73.
6. Горнов М.Г. ПТЭ, 1981, №2, с. 42-48.

7. Makino M.Q., Waddell C.N. Nucl.Instr. and Meth., 1968, 60, p. 109.
8. Comiso J.C., Schlepütz F.W., Ziok K.O.H. Nucl.Instr. and Meth., 1978, 133, p. 121.
9. Johnson M.L. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1980, 169, p. 179.
10. Mechttersheimer G. et al. Nucl.Phys.A, 1979, 324, p. 379.
11. Pruys H.S. et al. Contribution to Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, Varena (Italy), June 13-17, 1977.
12. Schlepütz F.W. et al. Phys.Rev.C., 1979, v.19, No.1, p. 135.
13. Будяшов Ю.Г. и др. ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 21.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 августа 1982 года.

Горнов М.Г. и др.

13-82-621

Двухплечевой полупроводниковый спектрометр заряженных частиц для исследования поглощения отрицательных пионов ядрами

Представлен двухплечевой полупроводниковый спектрометр, предназначенный для регистрации вторичных заряженных частиц (p, d, t,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ) и их корреляций при исследовании процесса поглощения отрицательных пионов ядрами. В состав спектрометра входят два телескопа из кремниевых детекторов, имеющих чувствительную поверхность  $800\text{ мм}^2$ , два мониторинговых полупроводниковых детектора и "живая" мишень - Si(Au) детектор. Общее количество используемых полупроводниковых детекторов /ППД/ - 19. Дана методика выделения остановок частиц в тонких мишенях, позволившая повысить плотность остановок и реализовать высокую эффективность их выделения. Рассмотрены вопросы идентификации частиц и измерения их энергий с помощью многослойного полупроводникового телескопа. Изложенная методика позволяет проводить абсолютную нормировку спектров и получить дополнительную информацию о процессе поглощения пионов ядрами кремния.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982.

Gornov M.G. et al.

13-82-621

Two-Arm Semiconductor Spectrometer of Charged Particles for the Investigation of Absorption of Stopped Negative Pions by Nuclei

A two-arm semiconductor spectrometer for the detection of secondary charged particles, such as p, d, t,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , and of their correlations in the process of stopped pions absorption by nuclei is presented. The spectrometer consists of two telescopes of Si-detectors with  $800\text{ мм}^2$  sensitive surface, two semiconductor detectors as monitors and the "alive" target - silicon surface barrier detector. The total amount of employed semiconductor detectors is 19. The technique of selection of particle stops in thin targets is described. It increases the density of stops and realises high effectiveness of their selection. The problem of particle identification and of measurements of their energy with the help of multicrystal semiconductor telescope are discussed. The technique provides for absolute spectra normalization. The "alive" target helps to obtain extended information on the process of pion absorption by  $^{\text{Si}}$ -nuclei.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.