

На правах рукописи

ГУРОВ Юрий Борисович

МНОГОСЛОЙНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ УСТАНОВКИ  
ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
НА УСКОРИТЕЛЯХ

01.04.01 - приборы и методы экспериментальной физики

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Автор:

Москва – 2012

Работа выполнена в Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ»

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор  
Куликов Вячеслав Васильевич  
ГНЦ РФ - ИТЭФ, г. Москва

доктор физико-математических наук, профессор  
Рыкалин Владимир Иванович  
ГНЦ РФ - ИФВЭ, г. Протвино

доктор физико-математических наук, профессор  
Григорьев Владислав Анатольевич  
НИЯУ МИФИ, г. Москва

Ведущая организация: Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН

Защита состоится ” 28 “ марта 2012г. в 15 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.130.07 при НИЯУ МИФИ по адресу: 115409, Москва, Каширское шоссе, д.31, телефон 324-84-98, 323-95-26

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ МИФИ.

Автореферат разослан ” \_\_\_\_ “ \_\_\_\_\_ 2012г.

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв в одном экземпляре, заверенный печатью организации.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук,  
профессор

Улин С.Е.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность

Изучение экзотических ядер и новых ядерных состояний является одним из главных направлений развития современной ядерной физики, связанным с исследованиями свойств ядерной материи в экстремальных условиях. Экспериментальная информация, полученная в этих исследованиях, привела к пересмотру ряда представлений, лежащих в основе «традиционной» теории ядра, и созданию новых моделей, позволяющих описать всю совокупность данных. В значительной степени достигнутый прогресс был обусловлен созданием новых сильноточных ускорительных комплексов с энергиями до нескольких ГэВ на нуклон (ускорители промежуточных энергий, в том числе «мезонные фабрики»). Решение задач по ядерной спектроскопии, выполняемых на этих ускорителях, невозможно без развития новых экспериментальных методик и создания прецизионной спектрометрической аппаратуры.

Эксперименты, проводимые на ускорителях промежуточной энергии, сталкиваются с проблемой обеспечения высокого энергетического разрешения при регистрации частиц и ядер в широком энергетическом диапазоне. Одним из решений этой проблемы может быть использование многослойных систем (спектрометров) на основе полупроводниковых детекторов (п.п.д.-телескопов). Такие установки обладают энергетическим разрешением, которое не уступает магнитным спектрометрам. Причем в отличие от магнитных, они позволяют выполнять прецизионное измерение энергии и идентификацию частиц в широком интервале энергий и масс – от пионов до многозарядных ядерных фрагментов без изменения в настройке спектрометра, что существенно для скорости набора статистики и минимизации систематических ошибок. Кроме того, компактность и простота конструкции п.п.д.-телескопов позволяют создавать многоплечевые спектрометры сложной конфигурации.

Актуальность диссертационной работы состоит в том, что выполненные технологические и методические разработки в области полупроводниковых многодетекторных систем позволили обеспечить прецизионную спектрометрию длиннопребжных заряженных частиц в диапазоне энергий от нескольких до сотен МэВ. Это дало возможность решить ряд физических задач в области исследования ядерных реакций и структуры ядра на качественно новом уровне как по точности измерений, так и по вероятности изучаемых процессов.

Развитие методик измерений с помощью многослойных п.п.д.-спектрометров идет как по линиям использования кремниевых детекторов и детекторов из сверхчистого германия (HPGe), так и их сочетаний.

Преимуществами HPGe-детекторов перед кремниевыми п.п.д. являются большая толщина чувствительного объема и более высокая тормозная способность. Для эксплуатации HPGe-п.п.д. необходимо их охлаждение до температуры жидкого азота, что для ряда экспериментов является решающим аргументом в пользу выбора кремния в качестве материала детекторов. Это особенно важно при использовании п.п.д.-телескопов в многоплечевых экспериментальных установках в исследованиях корреляционных процессов. В ряде задач высокое энергетическое разрешение может быть достигнуто только при использовании тонких детекторов, что делает оптимальным использование кремниевых п.п.д. по сравнению с германиевыми. К таким задачам относится измерение энергии ядерных фрагментов и низкоэнергичных заряженных пионов.

Требования к детектирующим частям (модулям) многослойных п.п.д.-спектрометров, которые вырабатывались на стадиях подготовки и проведения экспериментов, привели к необходимости решения широкого круга технологических и методических задач, включающих в себя: разработку специальных способов изготовления детекторов, предназначенных для комплектации п.п.д.-телескопов; отработку методики получения детекторного кремния с требуемыми параметрами; разработку методов калибровки п.п.д. и измерения их геометрических параметров; оптимизацию параметров спектрометрической электроники.

Разработка методов изготовления телескопических п.п.д. была направлена на достижение предельного энергетического разрешения, большой светосилы и высокой надежности. В свою очередь, решение методических задач было необходимо для достижения необходимого качества измерений в ходе эксперимента и получения достоверных оценок погрешностей получаемых результатов.

Телескопические детекторы, созданные в рамках работы, послужили основой для создания многослойных п.п.д.-спектрометров, с помощью которых в ускорительных экспериментах был успешно решен ряд физических задач.

### **Цель работы**

Разработка и практическая реализация нового подхода к регистрации заряженных частиц с энергиями от нескольких до сотен МэВ, основанного на использовании многослойных полупроводниковых установок. Разработка специальных типов полупроводниковых детекторов и создание на их

основе п.п.д.-телескопов для спектрометрии и идентификации частиц в широком диапазоне масс и энергий. Применение многослойных п.п.д.-спектрометров для решения фундаментальных задач на ускорителях.

### **Научная новизна**

1. Разработан и реализован новый подход к измерению энергии заряженных частиц с помощью многослойных п.п.д.-спектрометров, позволяющий с высоким разрешением ( $\Delta E/E \sim 0.2-0.5\%$ ) определять энергию частиц в диапазоне от нескольких до сотен МэВ и идентифицировать частицы с различными массами – от пионов до многозарядных ядерных фрагментов.
2. Впервые разработаны специальные методы, позволяющие изготавливать телескопические кремниевые и германиевые детекторы большой площади с тонкими «мертвыми» слоями, что позволило приблизить энергетическое разрешение многослойных полупроводниковых установок к предельным значениям для таких систем.
3. Впервые экспериментально показано, что метод нейтронного легирования позволяет получать высокоомный кремний *n*-типа большого диаметра для создания телескопических детекторов с высокими спектротрическими характеристиками.
4. Впервые разработаны методы определения калибровочных и структурных параметров телескопических п.п.д., оптимизации параметров спектрометрической электроники, выделения остановок пионов в тонких мишенях, определения разрешения п.п.д.-спектрометров во время эксперимента, которые обеспечили достижение необходимого качества проведения измерений и получения достоверных оценок погрешностей получаемых результатов.
5. Впервые создан комплекс многослойных полупроводниковых установок для прецизионной спектрометрии на ускорителях длиннопробежных заряженных частиц, ядерных фрагментов и заряженных пионов низких энергий.
6. Применение созданной регистрирующей аппаратуры позволило:
  - впервые определить параметры низколежащих состояний  ${}^4\text{H}$  и  ${}^{10}\text{Li}$ ;
  - впервые получить указание на выбивание  $\Delta$ -изобары из ядра  ${}^9\text{Be}$ ;
  - впервые получить указание на обнаружение глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона.

### **Практическая значимость**

Созданная новая методика прецизионной регистрации заряженных частиц в ускорительных экспериментах позволяет при высоком аппаратур-

ном разрешении достигать высокой статистической обеспеченности данных, что является решающим аргументом при решении широкого класса ядерно-физических задач. Разработанный подход, включающий способы изготовления телескопических п.п.д., методы спектрометрии заряженных частиц и аппаратурные средства, достаточно широко применяется при разработке полупроводниковых систем регистрации излучений в неускорительных экспериментах и в исследованиях на пучках тяжелых ионов. Разработанные методы расчета и определения энергетического разрешения п.п.д.-спектрометров используются для планирования новых экспериментов по поиску ядерной экзотики, а также позволят в этих исследованиях проводить корректный анализ спектров с целью обнаружения стабильных или резонансных ядерных состояний. Полученные результаты по спектроскопии экзотических ядерных состояний стимулируют дальнейшее совершенствование и тестирование современных ядерных моделей.

### **Положения и результаты, выносимые на защиту**

1. Новый подход к измерению энергии заряженных частиц в диапазоне от нескольких до сотен МэВ с помощью многослойных п.п.д.-спектрометров.
2. Методы создания светосильных детекторов из кремния и сверхчистого германия с минимально возможными нечувствительными слоями, и способ изготовления детекторов из высокоомного кремния *n*-типа большого диаметра, полученного методом нейтронного легирования.
3. Методы калибровки телескопических детекторов, определения структурных слоев п.п.д. и выбора постоянных времени формирования спектрометрического канала.
4. Методы выделения остановок заряженных частиц в тонких мишенях, измерения разрешения, эффективности регистрации и точности привязки энергетической шкалы п.п.д.-спектрометров в реальных условиях.
5. Создание многослойных полупроводниковых установок для спектрометрии и идентификации заряженных частиц в широком интервале энергий и масс, включая спектрометр для измерения энергии заряженных пионов низких энергий.
6. Результаты экспериментов по спектроскопии тяжелых изотопов водорода  $^4\text{H}$  и лития  $^{10}\text{Li}$ , исследованию  $\Delta$ -изобарных конфигураций в легких ядрах и поиску глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона.

### **Достоверность**

Достоверность результатов по разработке способов изготовления телескопических детекторов обеспечивается современными измерительными средствами контроля характеристик п.п.д., большим объемом измерений,

выполненных с целью сравнения параметров исследуемых и контрольных образцов, многократным практическим использованием созданных детекторов. Обоснованность результатов методических разработок достигается высокой статистической обеспеченностью и повторяемостью измеряемых параметров детекторов и установок на их основе, детальным сравнением экспериментальных и расчетных данных. Полученные физические результаты согласуются с теоретическими предсказаниями и данными других экспериментов, что демонстрирует обоснованность выполненных экспериментов и корректность способов обработки и анализа экспериментальной информации.

### **Вклад автора**

Автору принадлежит определяющая роль в постановке технологических и методических задач, выборе способов их решения и получении конкретных результатов. Под его руководством и при личном участии изготовлены и протестированы различные типы телескопических п.п.д., на основе этих детекторов сконструированы и запущены в эксплуатацию многослойные установки, разработаны методы определения калибровочных характеристик созданных п.п.д.-спектрометров. Автор внес значительный вклад в постановку и реализацию экспериментов на ускорителях, анализ и интерпретацию полученных физических результатов.

### **Апробация работы**

Результаты исследований, положенные в основу диссертации, представлялись и обсуждались на семинарах в НИЯУ МИФИ, Лаборатории ядерных проблем и Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (Дубна), ПИЯФ РАН (Гатчина), ИТЭФ (Москва), ИЯИ РАН (Москва), Сведбергской лаборатории (TSL, Уппсала, Швеция); а также докладывались на международных совещаниях по полупроводниковым детекторам (Дубна 1983, 1987); Всесоюзной школе "Полупроводниковые детекторы в ядерной физике" (Юрмала 1985); международных семинарах по физике промежуточных энергий (Москва 1987, 1989); международном семинаре "Пионы в ядрах" (Пенискола, Испания 1991); международных конференциях "Применение полупроводниковых детекторов в ядерно-физических задачах" (Рига 1995, 1998), международном совещании "Проблемы прикладной спектроскопии и радиометрии" (Юрмала 2004); международных конференциях "Ядерная структура и связанные вопросы" (Дубна 1997, 2003); международных конференциях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Саров 2001, 2006, Москва 2002, 2005, Санкт Петербург 2003, 2010); международных конференциях "Частицы и ядра" PANIC-93 (Рим 1993), PANIC-02 (Осака 2002), PANIC-05 (Санта-Фе 2005); VIII международной конферен-

ции "Ядро-ядерные столкновения" (Москва 2003), научной сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН "Физика фундаментальных взаимодействий" (ИТЭФ, Москва 2004).

### **Публикации**

По материалам диссертации опубликовано 32 статьи, в том числе 29 в реферируемых журналах: Приборы и техника эксперимента – 18, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research – 2, Высокочистые вещества – 1, Письма в ЖЭТФ – 1, Physics Letters B – 1, Ядерная физика – 2, Nuclear Physics A – 2, Известия РАН (серия физическая) – 1, European Physical Journal A – 1.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Объем диссертации составляет 236 страниц, включая 107 рисунков, 33 таблицы и список литературы из 260 наименований.

### **ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ**

Во введении обосновывается актуальность научной проблемы, изучению которой посвящена работа. Изложены цель и метод исследования, представлены основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе описываются разработанные методы изготовления различных типов детекторов из кремния и сверхчистого германия (HPGe), которые позволили минимизировать их «мертвые» слои и одновременно сохранить стабильность эксплуатационных параметров п.п.д. в течение длительных экспозиций на пучках частиц.

Проведена классификация кремниевых детекторов для многослойных спектрометров, исходя из их назначения и методики изготовления. Рассмотрено влияние нечувствительных слоев детекторов на спектрометрические характеристики п.п.д.- телескопов. Проанализированы и указаны недостатки известных ранее методов изготовления кремниевых детекторов с точки зрения уменьшения их «мертвых» слоев.

Для использования поверхностно-барьерных (Si(Au)) детекторов в п.п.д.-телескопах необходимо обеспечить растяжку чувствительной области на полную толщину образца, т.е. режим полного обеднения. Вследствие неоднородности удельного сопротивления  $\rho$  это условие должно выполняться для областей с минимальным  $\rho$ , что позволяет зафиксировать геометрию детектора и устранить неравномерный нечувствительный слой со стороны тыльного электрода. Известно, что основное влияние на надежную

работу Si(Au)-п.п.д. в режиме полного обеднения оказывают свойства тыльного омического контакта. Для улучшения стабильности работы телескопических Si(Au)-п.п.д. был разработан специальный способ их изготовления. В этом методе омический контакт формируется напылением Al значительно большей толщины, чем принято по стандартной технологии.

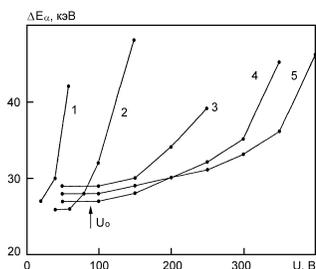


Рис. 1. Зависимость энергетического разрешения от напряжения смещения для Si(Au)-п.п.д. с различными омическими контактами: 1 – Ge+Al, 2 – Al (40 мкг/см<sup>2</sup>), 3 – Al (100 мкг/см<sup>2</sup>), 4 – Al (150 мкг/см<sup>2</sup>), 5 – Al (200 мкг/см<sup>2</sup>)

На рис.1 показаны зависимости энергетического разрешения при измерении  $\alpha$ -частиц ( $\Delta E_{\alpha}$ ) от приложенного напряжения для Si(Au)-п.п.д. с различными омическими контактами. Для всех детекторов напряжение полного обеднения  $U_0 = 90$  В. Видно, что для п.п.д. с традиционно используемыми омическими контактами (кривые 1 и 2), резкое ухудшение разрешения начинается сразу после выхода объемного заряда на заднюю сторону детектора. В то же время п.п.д., изготовленные по разработанной методике (кривые 3–5), могут эксплуатироваться без изменения  $\Delta E_{\alpha}$  при напряжениях, в несколько раз превышающих  $U_0$ .

Установлено, что «идеальному» омическому контакту отвечает алюминиевый контакт толщиной  $\sim 200$  мкг/см<sup>2</sup>.

На основе разработанной технологии были изготовлены Si(Au)-п.п.д. с рабочей площадью 1–10 см<sup>2</sup>, толщиной от 10 до 700 мкм и разрешением  $\Delta E = 30$ –100 кэВ. Полностью обедненные Si(Au)-п.п.д. стабильно проработали длительное время ( $\sim 2000$  часов) в ускорительных экспериментах.

Проблема улучшения параметров телескопических литий-дрейфовых (Si(Li)) детекторов связана с уменьшением их нечувствительных диффузионных слоев. При изготовлении Si(Li)-п.п.д. стандартным способом, в котором используется равномерный нагрев образца, толщина «мертвых» слоев составляет  $w_{mc} \sim 400$  мкм. Показано, что наличие таких «мертвых» слоев приводит к заметному ухудшению спектрометрических характеристик п.п.д.-телескопов. Для уменьшения «мертвых» слоев Si(Li)-п.п.д. был разработан способ проведения диффузии Li с помощью импульсов теплового излучения.

В этом методе для снижения глубины диффузии и получения распределения концентрации лития с резким спадом осуществляется поверхностный

разогрев образца с одной стороны при одновременном его охлаждении с другой. Это ведет к тому, что температура, а, следовательно, и коэффициент диффузии, от поверхности в объем образца уменьшаются. Таким образом, изменяя температурный градиент в приповерхностном слое образца, можно значительно уменьшить «мертвый» литиевый слой.

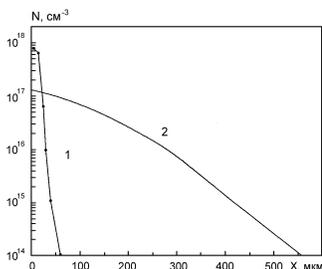


Рис. 2. Распределение концентрации  $Li$  в  $Si$  после диффузии: 1 – нагрев тремя импульсами (длительность 15 с, скважность 5 мин, расстояние излучатель – подложка 5 мм); 2 – равномерный нагрев при  $T = 360^\circ C$  в течение 20 мин

Для сравнения на рис. 2 приведены примеры распределения концентрации лития в кремнии после проведения диффузии разработанным и традиционным способами. Температура танталового излучателя, который использовался для нагрева образцов, составляла  $T \approx 1500^\circ C$ .

Видно, что глубина залегания диффузионного слоя, полученного при наличии температурного градиента, на порядок меньше, чем при изготовлении по стандартной технологии. Кроме того, за счет более высокой температуры поверхности кристалла возрастает поверхностная концентрация  $Li$ , что ведет к уменьшению контактных шумов  $Si(Li)$ -п.п.д.

Измерения толщин диффузионных слоев детекторов с помощью  $\alpha$ -частиц показали, что  $w_{мс} \leq 20\text{--}50$  мкм, а их неоднородность  $\leq 1$  мкм.  $Si(Li)$ -п.п.д. большой площадью ( $8\text{ см}^2$ ), полученные таким образом, имели разрешение по  $\alpha$ -частицам  $\Delta E_\alpha \approx 40$  кэВ, а по электронам внутренней конверсии (э.в.к.)  $\Delta E_e \approx 30$  кэВ. Важно указать, что п.п.д. не изменили своих характеристик, проработав больше десяти лет в ускорительных экспериментах.

Для решения ряда задач, например спектрометрии заряженных пионов низких энергий, требуются детекторы с толщиной чувствительной области  $W_{ч0} \sim 1$  мм. Очевидным решением этой проблемы является использование  $Si(Au)$ -детекторов из кремния  $n$ -типа, которые имеют наиболее простую и надежную технологию изготовления. Однако до настоящего времени существуют серьезные трудности в получении монокристаллов  $n$ -кремния с удельным сопротивлением  $\rho > 3$  кОм-см, диаметром  $> 40$  мм. Это обусловлено тем, что такой материал являлся побочным продуктом в процессе выращивания кристаллов для электронной промышленности. В то же время, высокоомный ( $\rho > 10$  кОм-см) кремний  $p$ -типа значительно более доступен, как естественный продукт высококачественной зонной чистки.

В работе используется один из возможных способов получения детекторного материала методом перекомпенсации кремния  $p$ -типа в  $n$ -тип с помощью ядерной реакции  $^{30}\text{Si}(n,\gamma)^{31}\text{Si} \xrightarrow{\beta} ^{31}\text{P}$ , на тепловых нейтронах.

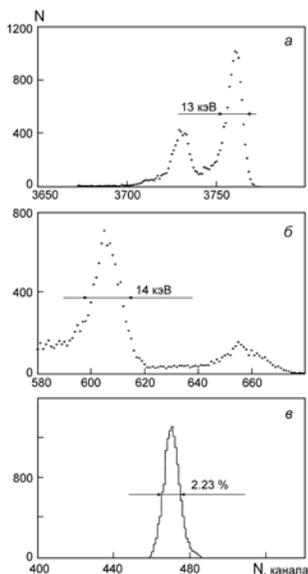


Рис.3. Спектры, полученные с помощью  $\text{Si}(\text{Au})$ -п.п.д. из н.л.к.: а – спектр  $\alpha$ -частиц  $^{238}\text{Pu}$ ; б – спектр э.в.к.  $^{207}\text{Bi}$ ; в – спектр ионов  $^{136}\text{Xe}$  ( $E=120$  МэВ)

Вследствие малого сечения ( $\approx 0.11$  барн) и равномерного распределения изотопа  $^{30}\text{Si}$  (содержание в естественной смеси 3.05%) в объеме кристалла легирующая примесь фосфора (типичный донор), также распределяется с высокой степенью однородности ( $<1\%$ /см). На первом этапе исследований изучалась принципиальная возможность получения нейтрон-легированного кремния (н.л.к.), пригодного для изготовления  $\text{Si}(\text{Au})$ -п.п.д. площадью  $\sim 1$  см<sup>2</sup>. Был отработан полный цикл получения таких п.п.д., включающий: отбор исходных кристаллов, выбор условий облучения, отжиг радиационных дефектов, измерение параметров исходных и облученных образцов. Облучение кристаллов проводилось в тепловой колонне реактора НИЯУ МИФИ.  $\text{Si}(\text{Au})$ -п.п.д., изготовленные из н.л.к., использовались для спектрометрии  $\alpha$ -частиц, электронов и измерения энергии тяжелых ионов (рис. 3). Полученные спектры указывают на высокое энергетическое разрешение этих п.п.д.

На втором этапе работ решалась задача получения высокоомного н.л.к. большого диаметра для изготовления телескопических  $\text{Si}(\text{Au})$ -п.п.д. В качестве исходного материала были выбраны монокристаллы кремния  $\varnothing=40$  мм. В табл. 1 вместе с исходными значениями удельного сопротивления и его неоднородности ( $\rho_1, \delta\rho_1$ ) представлены аналогичные параметры после облучения и отжига ( $\rho_2, \delta\rho_2$ ). Там же представлены отношения полученных неоднородностей к ожидаемым расчетным величинам  $\delta\rho_2/\delta\rho_2^p$ .

Видно, что в результате облучения и отжига происходит сглаживание неоднородности распределения электроактивных примесей относительно исходного кремния. Именно этот эффект позволил получить н.л.к.  $n$ -типа с  $\rho$  выше, чем у исходного кремния  $p$ -типа. Из облученных и отожженных

образцов большого диаметра была изготовлена большая партия Si(Au)-п.п.д. площадью 8 см<sup>2</sup> и толщиной 0.5–1.2 мм.

Таблица 1. Параметры Si-образцов и разрешение п.п.д.

№ обр.	$\rho_1$ , кОм·см <i>p</i> -тип	$\delta\rho_1$ , %	$\rho_2$ , кОм·см <i>n</i> -тип	$\delta\rho_2$ , %	$\delta\rho_2/\delta\rho_2^p$	$\Delta E$ , кэВ			
						$T = 20^\circ\text{C}$		$T = -196^\circ\text{C}$	
						$\alpha^*$	$\beta^*$	$\alpha^*$	$\beta^*$
1	18	56	16	58	0.33	35	28	18	2.5
2	16	67	27	62	0.33	40	35	-	-
3	23	53	56	58	0.34	45	40	18	2.4

В табл. 1 представлены значения разрешения для трех детекторов. Измерение  $\Delta E$  выполнялось с помощью  $\alpha$ -частиц и э.в.к. при двух значениях  $T = 21^\circ\text{C}$  и  $-196^\circ\text{C}$ . Полученные значения сравнимы с величинами  $\Delta E$  лучших п.п.д. той же площади, изготовленных из обычного кремния. Показано, что такие п.п.д. можно эксплуатировать при напряжении смещения в два раза превышающем напряжение полного обеднения.

Развитие методики измерений с помощью многослойных п.п.д.- спектрометров проводилось и по линии использования детекторов из сверхчистого германия (HPGe). Однако высокая стоимость импортного материала долго не позволяла изготавливать HPGe-детекторы. Прогресс стал возможным после того, как на Красноярском заводе цветных металлов (КЗЦМ) были выращены монокристаллы HPGe  $\varnothing \sim 40$  мм с разностной концентрацией акцепторных и донорных примесей  $/N_a - N_d/ \sim (1-4) \cdot 10^{10} \text{см}^{-3}$ . Это позволило приступить к разработке HPGe-п.п.д. с параметрами на уровне зарубежных образцов.

В процессе отработки и совершенствования технологии изготовления HPGe-п.п.д. особое внимание было уделено критериям отбора сверхчистого германия для указанной цели. В ходе тестовых исследований параметры монокристаллов HPGe *p*-типа проводимости ( $\varnothing \sim 40$  мм) сравнивались с образцами от фирмы НОВОСКЕН. Исследовалась связь между эксплуатационными характеристиками (энергетическим разрешением, темновым током, максимальным рабочим напряжением) и основными электрофизическими параметрами исходного материала (разностной концентрацией  $/N_a - N_d/$ , подвижностью носителей заряда  $\mu$ , плотностью дислокаций  $N_D$ ). Установлено, что для изготовления высококачественных HPGe-п.п.д. исходные монокристаллы должны иметь следующие параметры:  $/N_a - N_d/ \leq 3 \cdot 10^{10} \text{см}^{-3}$ ,  $\delta(/N_a - N_d/) < 20\%$ ,  $\mu \geq 4.0 \cdot 10^4 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $N_D \leq 1.5 \cdot 10^3 \text{см}^{-2}$ .

На рис. 4 и 5 представлены спектры, измеренные с помощью таких детекторов с разными геометрическими характеристиками ( $S$  – рабочая площадь,  $W$  – чувствительная толщина).

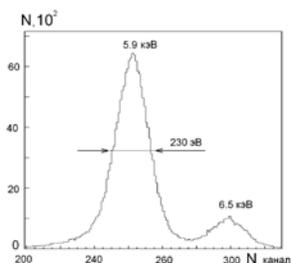


Рис. 4. Спектр  $\gamma$ -источника  $^{55}\text{Fe}$ , измеренный с помощью HPGe-п.п.д. ( $S=0.5 \text{ см}^2$ ,  $W=4 \text{ мм}$ )

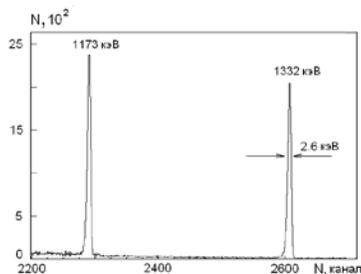


Рис. 5. Спектр  $\gamma$ -источника  $^{60}\text{Co}$ , измеренный с помощью HPGe-п.п.д. ( $S=8 \text{ см}^2$ ,  $W=6 \text{ мм}$ )

При изготовлении стандартных HPGe-п.п.д. используется технология, которая включает в себя термодиффузию лития на Ge  $p$ -типа. В таком подходе толщина «мертвого» слоя составляет  $\sim 1 \text{ мм}$ . При этом аномально большой коэффициент диффузии  $Li$  в  $Ge$  ведет к увеличению «мертвого» слоя, особенно, в процессе термоциклирования детекторов. Это вызывает необходимость постоянного пребывания детекторов при температуре жидкого азота, что практически невыполнимо в процессе подготовки ускорительных экспериментов.

Для решения проблемы использовался метод ионной имплантации бора ( $B$ ) и фосфора ( $P$ ), который позволяет создавать на п.п.д. выпрямляющие и омические контакты толщиной  $0.05\text{--}0.3 \text{ мкм}$ . Имплантация  $P$  выполнялась последовательно энергиями  $35$  и  $25 \text{ кэВ}$ , внедренная доза  $\Phi \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Имплантация  $B$  проводилась при  $E = 25$  и  $17 \text{ кэВ}$ , доза  $\Phi \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Отжиг радиационных дефектов после имплантации  $P$  выполнялся при  $T = 300^\circ\text{C}$  в течение  $30 \text{ мин.}$ , а после внедрения  $B$  не проводился. Измерения с помощью  $\alpha$ -частиц показали, что толщина входных окон таких детекторов  $\leq 0.1 \text{ мкм}$ . Для комплектации многослойных установок было изготовлено  $12$  детекторов из HPGe  $p$ -типа. Телескопические HPGe-п.п.д. имели рабочую площадь  $S = 8 \text{ см}^2$ , толщину  $W = 5\text{--}10 \text{ мм}$ , разрешение  $\Delta E_\gamma \sim 3 \text{ кэВ}$  ( $E_\gamma \approx 1 \text{ МэВ}$ ). Детекторы надежно проработали в течение нескольких сеансов ( $\sim 1000$  час) внутри ускорительного тракта вблизи пучков ионов высокой светимости  $\sim 10^{30} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ .

Основной результат выполненных разработок состоит в реализации методов изготовления телескопических детекторов, которые позволили минимизировать их «мертвые» слои. При этом на основе разработанных методов изготовлен большой набор детекторов из кремния и сверхчистого германия, которые успешно эксплуатировались в течение длительных ускорительных сеансов.

Во второй главе описаны разработанные методы определения калибровочных и структурных параметров телескопических п.п.д., представлен подход к выбору постоянных времени формирования спектрометрических каналов. Приводится описание электронной системы многослойного п.п.д.-спектрометра, а также методики измерения энергии и идентификации частиц.

В ускорительных экспериментах возникает необходимость калибровки как отдельных регистрирующих элементов, так и всей установки в целом. Калибровка спектрометрических каналов (с.к.) п.п.д.-телескопов позволяет решать следующие задачи: устанавливать оптимальные значения энергетических порогов на триггерных детекторах для запуска регистрирующей системы с целью обеспечения корректного отбора полезных событий; выполнять «on-line» анализ полученных данных и при необходимости изменять настройки в спектрометре или в электронной системе съема информации.

В результате выполненных исследований разработана методика калибровки с.к. п.п.д.-телескопа с помощью  $\alpha$ -источников и генератора импульсов точной амплитуды (г.и.т.а.). Заряженные частицы при прохождении через отдельные детекторы п.п.д.-телескопа могут терять до нескольких десятков МэВ. Следовательно, при использовании  $\alpha$ -частиц с энергиями 5–10 МэВ возникает необходимость экстраполяции параметров калибровки на диапазон, в несколько раз превышающий значения реперных энергий.

Для спектрометрических  $\alpha$ -источников наблюдаются отклонения энергии  $\alpha$ -частиц от табличных значений. Поэтому на первом этапе детально исследовалась точность привязки шкалы электронной аппаратуры в области энергий калибровочных  $\alpha$ -пиков. Описана процедура определения величины потерь энергии  $\alpha$ -частиц во входном окне детектора, в радиоактивном веществе и защитном покрытии  $\alpha$ -источника. Для обеспечения высокой точности калибровки вводились соответствующие поправки.

Градуировка с.к. проводится в два этапа: калибровка с помощью  $\alpha$ -частиц и г.и.т.а. для каждого электронного канала на шкале  $\sim 3\text{--}5$  кэВ/канал и последующая перекалибровка с.к. на шкале  $\sim 20\text{--}50$  кэВ/канал.

В процедуре калибровки и перекалибровки использовалось несколько генераторных пиков. Показано, что при регистрации энергосбросов  $\sim 50$  МэВ от заряженных частиц, погрешность методики не превышает 50 кэВ.

При прохождении заряженных частиц через несколько слоев детекторов для их идентификации и измерения энергии необходима точная информация о величинах толщин чувствительных и нечувствительных слоев.

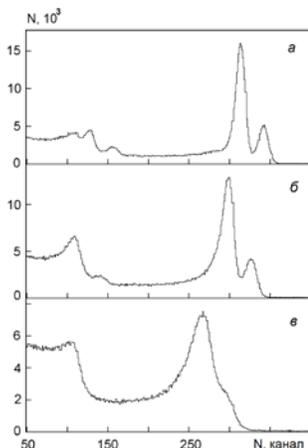


Рис. 6. Спектры э.в.к.  $^{207}\text{Bi}$ , измеренные Si(Li)-п.п.д. при использовании Si-фильтров различной толщины  $w$ : а – без поглотителя; б –  $w = 280$  мкм; в –  $w = 540$  мкм.

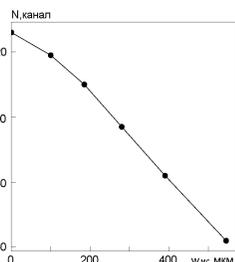


Рис. 7. Зависимость положения пика э.в.к. с  $E = 975$  кэВ ( $^{207}\text{Bi}$ ) от толщины Si-фильтра

Разработанный метод основан на измерениях калибровочных характеристик спектров радиоактивных источников, выполненных с помощью набора калиброванных пластин кремния и германия, расположенных между п.п.д. и источником. На основе полученных данных строилась зависимость выбранного параметра измеренного спектра от толщины пластины, и по идентичному измерению, выполненному с исследуемым детектором, определялась его структурная характеристика.

Измерения толщины Si(Au)-п.п.д. и «мертвых» слоев стандартных Si(Li)-п.п.д. выполнялись с помощью источника э.в.к.  $^{207}\text{Bi}$  ( $E_e = 975$  кэВ). В качестве примера на рис. 6 показаны спектры, зарегистрированные Si(Li)-п.п.д. при прохождении электронов через Si-пластины. Видно, что положение пика э.в.к. зависит от толщины фильтра. На рис. 7 показана зависимость смещения данного пика от толщины Si-фильтров. Следовательно, установив на место фильтра Si(Au)-п.п.д., можно определить его толщину, пользуясь полученной калибровочной зависимостью. Также можно определить и толщину «мертвого» слоя Si(Li)-п.п.д., для чего достаточно повернуть детектор этим слоем к источнику.

Для определения полных толщин Si(Li)-п.п.д. использовался  $\beta$ -источник  $^{106}\text{Ru}$  ( $E_{\text{max}} \approx 3.55$  МэВ). Измерения полных толщин HPGe-детекторов и «мертвых» слоев стандартных HPGe-п.п.д. выполнялись с помощью

$\gamma$ -источников  $^{57}\text{Co}$  ( $E_\gamma \approx 122$  кэВ) и  $^{241}\text{Am}$  ( $E_\gamma \approx 60$  кэВ). В случае Si(Li)- и HPGe-п.п.д. с тонкими «мертвыми» слоями глубина их залегания определялась по сдвигу в положении  $\alpha$ -пика  $^{226}\text{Ra}$  ( $E_\alpha \approx 7.6$  МэВ) при облучении со стороны переднего и заднего контактов.

При использовании изложенной методики наиболее существенными являются ограничения, накладываемые на стабильность работы аппаратуры. Высокая точность измерений ( $\sim 1\%$ ), выполненных с помощью радиоактивных источников была обеспечена прецизионным спектрометрическим каналом. Контроль стабильности его характеристик в процессе измерений осуществлялся с помощью генератора импульсов точной амплитуды.

При регистрации длиннопробежных заряженных частиц с помощью п.п.д.-телескопа правильный выбор параметров формирующих цепей электронных каналов может оказывать существенное влияние на достоверность измеренного значения энергии частицы. Это особенно важно при использовании установок на основе Si(Li)-п.п.д., которые имеют толщину чувствительной области  $\sim 3\text{--}5$  мм и эксплуатируются при комнатной температуре. Для решения проблемы была разработана методика учета параметров спектрометрических каналов, используемых для съема информации с Si(Li)-детекторов.

Были выполнены расчеты влияния конечного времени собирания заряда в Si(Li)-п.п.д. на точность измерения энергии частиц. Показано, что этот параметр является существенным для выбора оптимального времени формирования ( $\tau$ ) электронного тракта. Измерения Si(Li)-п.п.д. показали, что для этих детекторов наилучшее энергетическое разрешение (30–40 кэВ) достигается при  $\tau = 0.5$  мкс. Однако нелинейность, возникавшая при этой формировке, ведет к значительному ухудшению точности измерения энергии частиц. В качестве оптимального значения постоянной времени была выбрана формировка  $\tau = 1.5$  мкс, обеспечивающая значительное улучшение точности измерения энергии, несмотря на ухудшение энергетического разрешения до 70 кэВ.

Важную роль в достижении высоких спектрометрических характеристик многослойных п.п.д.-спектрометров играет электронная система, служащая для преобразования, передачи информации и целей управления. В работе дано описание основных элементов электронной системы полупроводниковых установок, к которым относятся: многоканальная спектрометрическая аппаратура, обеспечивающая съём, преобразование и кодирование сигналов с детекторов; система быстрой логики, осуществляющая предварительный отбор событий и выработку триггера запуска спектро-

метра; система контроля спектрометрических и логических каналов и блок управления режимами работы установки.

Каждый спектрометрический канал (с.к.) состоял из предварительного и спектрометрического усилителя, а также 10-ти или 12-ти разрядного амплитудно-цифрового преобразователя. Характеристиками с.к. являются следующие параметры: интегральная нелинейность  $\leq 0.03\%$ , температурная и временная нестабильности –  $0.1 \text{ кан.}^\circ\text{C}$  и  $0.04 \text{ кан./час}$ , максимальная загрузочная способность  $10^5 \text{ с}^{-1}$ . Среднее энергетическое разрешение с.к. в экспериментальных условиях при использовании Si- и HPGe-п.п.д. составило  $\langle \Delta E \rangle \sim 70$  и  $\sim 100 \text{ кэВ}$  соответственно. Каналы быстрой электроники комплектовались быстрыми усилителями, пороговыми формирователями с точной временной привязкой и схемами совпадений. Сигналы от логических каналов служили для организации триггера запуска. Разрешающее время схем совпадений составляло 20 нс. Контроль линейности и стабильности с.к. осуществлялся с помощью г.и.т.а. По ширине генераторных пиков контролировалось разрешение спектрометрических каналов, включая шумы детекторов. Стабильность коэффициента преобразования и «нуля» с.к. измерялась по четырем реперным пикам г.и.т.а. с периодичностью 30 мин. Контроль линейности с.к. осуществлялся по 15 пикам в начале и конце цикла измерений.

В заключительной части этой главы дано описание методики восстановления начальной энергии и идентификации частиц, зарегистрированных многослойными п.п.д.-спектрометрами. Энергия частиц определялась суммированием потерь энергии в детекторах с учетом средних энергетических сбросов в их «мертвых» слоях. Идентификация частиц, а также отбраковка событий с нарушением зависимости ионизационных потерь энергии вследствие выхода частиц из детектирующего объема, краевых эффектов и ядерных реакций решалась с помощью критерия  $\chi^2$ .

Рис. 8 дает представление о возможностях таких установок по идентификации частиц.

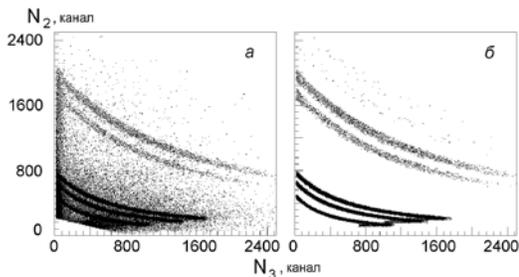


Рис. 8. Двумерное распределение энергосбросов во 2-ом Si(Au)- п.п.д. ( $N_2$ ) и первом Si(Li)-п.п.д. ( $N_3$ ) для вторичных частиц от захвата  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$ : а – до обработки, б – после обработки

Использовались данные, полученные при поглощении пионов ядрами  ${}^9\text{Be}$  на ускорителе LAMPF. На рис.8а показано исходное двумерное распределение потерь энергии во втором Si(Au)-детекторе и первом Si(Li)-п.п.д. для частиц, зарегистрированных этими детекторами. Хорошо выделяются ветви изотопов водорода  $p$ ,  $d$ ,  $t$  и гелия  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ . Эти же данные после обработки по критерию  $\chi^2$  для гипотезы остановки в первом Si(Li)-п.п.д. представлены на рис. 8б. Хорошо видно, как отбраковываются фоновые события и события, связанные с частицами, прошедшими Si(Li)-п.п.д. насквозь.

Наиболее существенный результат разработанных методик состоит в возможности получения и обработки спектрометрической информации с минимальными искажениями в широком энергетическом диапазоне для различных частиц.

Третья глава посвящена описанию многослойных полупроводниковых установок, методических и физических результатов, полученных с использованием этой аппаратуры в экспериментах на ускорителе ПИЯФ РАН (Гатчина), «мезонной фабрике» LAMPF (Лос Аламос, США) и накопительном кольце CELSIUS (Уппсала, Швеция). Подробно рассматриваются принципы построения многослойных п.п.д.-спектрометров и специфика проведения экспериментов, методы определения их калибровочных параметров. Приводятся результаты по параметрам экзотических ядерных состояний, которые обнаружены и исследованы с помощью созданных полупроводниковых установок.

Наиболее полно спектрометрические свойства систем на основе полупроводниковых детекторов могут быть использованы в исследованиях процесса поглощения остановившихся отрицательных пионов ядрами, где требуется регистрировать частицы в широком диапазоне пробегов. С этой целью был разработан и создан двухплечевой п.п.д.-спектрометр, который использовался на ускорителе ПИЯФ. Принципы построения спектрометра были направлены на получение максимальной плотности остановок пионов в мишени при сохранении возможности надежного исключения фона, а также обеспечения достаточной светосилы установки.

Схема спектрометра, который использовался для экспериментов на канале пионов низких энергий синхроциклотрона ПИЯФ, представлена на рис. 9. Пучок  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 140 МэВ/с проходил через замедлитель и останавливался в мишенях толщиной  $\sim 100$  мг/см $^2$ . Использование в качестве последних слоев замедлителя мониторных Si(Au)-п.п.д. позволило достигнуть плотности остановок  $\sim (3-4) \cdot 10^3$  с $^{-1}$ . Анализ сигналов с мониторных детекторов позволял отбирать пионы с остаточным пробегом,

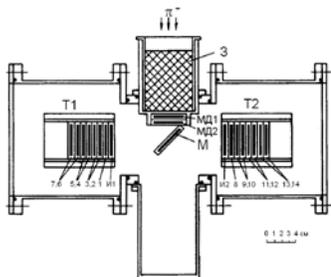


Рис.9. Схема п.п.д.-спектрометра, который использовался в ПИЯФ. Т1,2 – п.п.д.-телескопы, 3 – замедлитель, М – мишень, МД1,2 – мониторные п.п.д.

соответствующим толщине мишени, и достаточно надежно исключать фоновые события, соответствующие остановам.

В качестве аналога кремниевой мишени использовался Si(Au)-п.п.д. («живая» мишень), сигнал с которого включался в логику отбора событий. Спектрометрическая информация с «живой» мишени позволяла решать не только такие методические вопросы, как анализ эффективности отбора полезных событий, выполнение абсолютной нормировки выходов частиц, но и получать дополнительные физические данные об исследуемых реакциях, например, об энергии остаточных ядер.

Основными элементами установки являлись два п.п.д.-телескопа (Т1,2) расположенные под углом 180°. Каждый из телескопов состоял из одного Si (Au)-идентификатора (И1, И2) толщиной 200 мкм и семи Si(Li)-п.п.д. толщиной ~ 3 мм. Диаметр рабочей площади детекторов 32 мм. Спектрометр комплектовался стандартными Si(Li)-п.п.д., которые имели «мертвые» слои 220 – 360 мкм.

Доля  $\pi^-$ -мезонов, останавливающихся в мишенях толщиной ~100 мг/см<sup>2</sup>, не превышает нескольких процентов от входного пучка. Это приводит к значительным трудностям в определении числа остановок. Для решения данной проблемы была разработана методика определения количества остановок в тонких мишенях, основанная на анализе амплитуд мониторных детекторов. Принцип отбора пионов, останавливающихся в мишени, иллюстрирует рис. 10.

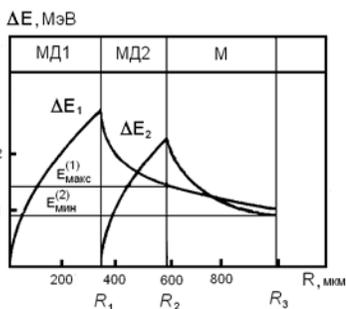


Рис. 10. Зависимость энергетических потерь в 1-ом ( $\Delta E_1$ ) и 2-ом ( $\Delta E_2$ ) мониторных п.п.д. от остаточного от пробега пионов:  $E_{\max}^{(1)}$  – значение верхнего порога для детектора МД1,  $E_{\min}^{(2)}$  – значение нижнего порога для детектора МД2

Кривыми показаны средние энергетические потери в мониторных п.п.д. в зависимости от пробега пионов, начиная с точки входа в первый детектор. Сплошные вертикальные линии соответствуют толщинам первого, второго мониторных п.п.д.  $R_1 = W_{\text{МД1}}$ ,  $(R_2 - R_1) = W_{\text{МД2}}$  и мишени  $(R_3 - R_2) = W_{\text{М}}$ . Для исключения остановок пионов во 2-ом детекторе (недолетающих до мишени) используется ограничение на максимально возможное энерговыделение в первом п.п.д., т.е. установка верхнего порога. Для отбраковки пионов, пролетающих мишень насквозь, используется ограничение на минимально возможные энерговыделения во втором п.п.д., т.е. установка нижнего порога. Таким образом, одновременная установка верхнего и нижнего порога позволяет выделить пионы в интервале остаточных пробегов  $R_2 - R_3$ , т.е. соответствующие остановкам в мишени.

Экспериментально эффективность работы мониторной системы исследовалась с помощью «живой» мишени. Абсолютная нормировка экспериментальных данных основалась на непосредственной регистрации остановок пионов в «живой» мишени. Переход к другим мишеням осуществлялся последовательно через измерения с «мертвой» мишенью из кремния, что дало возможность проанализировать изменение фоновых условий. Показано, что достигнутая точность абсолютной нормировки (8% для «живой» мишени, 10% для остальных мишеней) превосходит данные, полученные другими способами.

В ПИЯФ с помощью созданного п.п.д.-спектрометра были выполнены исследования, направленные на обнаружение изотопов лития  $^{10}\text{Li}$  и водорода  $^4\text{H}$ .

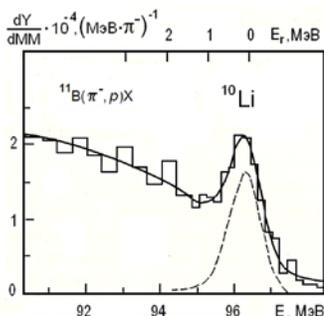


Рис. 11. Инклюзивный спектр протонов из реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, p)\text{X}$ , измеренной в ПИЯФ

Интерес к изучению изотопа  $^{10}\text{Li}$  обусловлен тем, что его свойства являются критичными для теоретического описания  $^{11}\text{Li}$ , обладающего двухнейтронным «галом». Экспериментальное определение параметров  $^4\text{H}$  представляет важное значение для выполнения корректных расчетов в рамках микроскопических моделей и предсказания свойств изотопов  $^{5-7}\text{H}$ .

На ускорителе ПИЯФ поиск изотопа  $^{10}\text{Li}$  проводился в реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, p)\text{X}$ , спектр которой показан на рис. 11. Вблизи кинематической границы реакции хорошо выделяется пик, обусловленный двухчастичным каналом реакции с

резонансного состояния  $^{10}\text{Li}$  с параметрами  $E_r = 0.15 \pm 0.15$  МэВ и  $\Gamma < 0.4$  МэВ. Энергетическое разрешение составляло  $\Delta E \sim 1$  МэВ. Отметим, что это был второй эксперимент, в котором был обнаружен  $^{10}\text{Li}$ . При этом полученное значение  $E_r$  отличается от данных первого эксперимента ( $E_r \approx 0.8$  МэВ), но хорошо согласуется с результатами более поздних исследований.

К моменту выполнения эксперимента в ПИЯФ надежно была установлена нуклонная нестабильность изотопа  $^4\text{H}$ . Однако, экспериментальные данные по резонансной энергии  $E_r$  (от 0.3 до 8 МэВ) и ширине этого состояния  $\Gamma$  (от 1 до 5 МэВ) сильно различались между собой.

Поиск  $^4\text{H}$  проводился в спектре недостающих масс  $MM$  (рис. 12), измеренный для реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, dt)X$ . За начало отсчета в распределении принята сумма масс  $(t + n)$ .

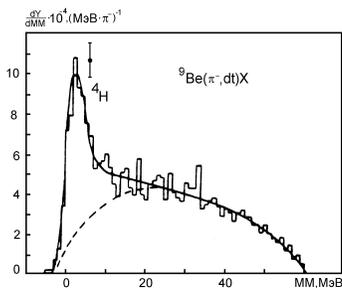


Рис. 12. Спектр недостающих масс для реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, dt)X$ , измеренной в ПИЯФ

В области малых  $MM$  на рис. 12 виден пик, соответствующий образованию изотопа  $^4\text{H}$  с параметрами  $E_r = 3.0 \pm 0.2$  МэВ,  $\Gamma \approx 4.7$  МэВ. Разрешение по  $MM$  в корреляционных измерениях составляло  $\Delta E_{MM} \sim 4$  МэВ.

Таким образом, созданный п.п.д.-спектрометр для исследований в ПИЯФ, наряду с детальным изучением процесса ядерного захвата пионов, показал перспективность исследования легких нейтронно-избыточных ядер с помощью реакций поглощения  $\pi^-$ -мезонов.

Результаты по обнаружению изотопов  $^4\text{H}$  и  $^{10}\text{Li}$ , полученные на ускорителе ПИЯФ, легли в основу программы исследования нейтронно-избыточных ядер в реакциях поглощения на мезонной фабрике LAMPF (Лос Аламос). Для этого эксперимента был разработан новый спектрометр, для которого были созданы тридцать Si(Li)-п.п.д. с тонкими «мертвыми» слоями  $\sim 40$  мкм и изготовлены мишени толщиной  $\sim 25$  мкг/см<sup>2</sup>. Это привело к значительному улучшению энергетического разрешения установки в инклюзивных и корреляционных измерениях соответственно в два и четыре раза. Интенсивный пучок пионов LAMPF и высокое разрешение позволили достичь рекордной статистической обеспеченности данных для исследования большого набора легких нейтронно-избыточных ядер. Например, для изотопов  $^4\text{H}$  и  $^{10}\text{Li}$  набранная статистика (в шестьдесят раз выше,

по сравнению с измерениями в ПИЯФ) позволила получить качественно новые результаты по спектроскопии этих ядер.

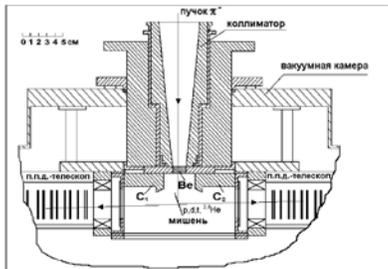


Рис.13. Схема п.п.д.-спектрометра для эксперимента на LAMPF

Эксперимент в LAMPF выполнялся в канале пионов низкой энергии с помощью созданного спектрометра. Схема установки представлена на рис. 13. Пучок пионов с импульсом 95 МэВ/с ( $\Delta p/p = \pm 1\%$ ) проходил через замедлитель и останавливался в тонкой мишени. Скорость остановок пионов составляла  $6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ .

Вторичные заряженные частицы, образованные в результате поглощения, регистрировались с помощью двух п.п.д.-телескопов, угол между которыми  $180^\circ$ . Каждый телескоп состоял из двух Si(Au)-п.п.д. с толщинами 100 и 450 мкм и четырнадцати Si(Li)-п.п.д. с толщиной  $\sim 3$  мм. Диаметр чувствительной области всех детекторов – 32 мм. Толщина «мертвого» слоя Si(Li)-п.п.д. составляла 30–50 мкм. Чувствительная суммарная толщина каждого телескопа составляла  $\sim 42$  мм кремния, что обеспечивало регистрацию однозарядных частиц (p, d, t) вплоть до кинематического предела реакции поглощения ( $E \sim 100$  МэВ).

Для выполнения измерений в области ядерной спектроскопии необходимо знание следующих параметров регистрирующей аппаратуры: энергетического разрешения, точности абсолютной калибровки энергетической шкалы и временной стабильности. В работе дано описание разработанной методики расчета и измерения разрешающей способности п.п.д.-спектрометра с учетом реальных условий эксперимента LAMPF.

Основная трудность в изучении аппаратурной ширины линии установок, используемых на ускорителях, связана с отсутствием пучков частиц высокого разрешения. Использование реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами имеет ряд методических преимуществ. Практически нулевой импульс начального состояния и заметный выход двухчастичных каналов позволяют получать моноэнергетические протоны, дейтроны и тритоны с энергиями на кинематических границах реакции поглощения.

В реализованной постановке эксперимента (рис. 13) на ширину аппаратурной линии влияют следующие основные факторы: неопределенность потерь энергии частиц в мишени  $\Delta E_{\text{миш}}$ , флуктуации потерь энергии в мертвых слоях детекторов  $\Delta E_{\text{мс}}$  и шумы электронных трактов  $\Delta E_{\text{эл}}$ .

Были рассчитаны вклады каждой из компонент в суммарное энергетическое разрешение и получены аналитические выражения, позволяющие просто оценить ожидаемое разрешение многослойного п.п.д.-спектрометра.

Для измерения энергетического разрешения на  $p$ ,  $d$ ,  $t$  исследовались инклюзивные спектры (рис. 14) этих частиц в нескольких реакциях. Эти реакции удобны поскольку на их кинематических границах проявляются хорошо выделенные пики  $E_p = 98.5$  МэВ,  $E_d = 93.9$  МэВ,  $E_t = 84.1$  МэВ, соответствующие основным нуклонно-стабильным состояниям ядер  $^8\text{He}$ ,  $^{10}\text{Be}$  и  $^9\text{Be}$ . Поэтому положения и ширины этих пиков позволяют точно определить абсолютную точность привязки шкалы и энергетическое разрешение спектрометра. Инклюзивные спектры дейтронов и тритонов демонстрируют возможности установки по спектроскопии возбужденных состояний ядер в достаточно широком диапазоне энергий. Экспериментальные значения энергетического разрешения  $\Delta E_{\text{экс}}$  для исследуемых частиц приведены в табл. 2.

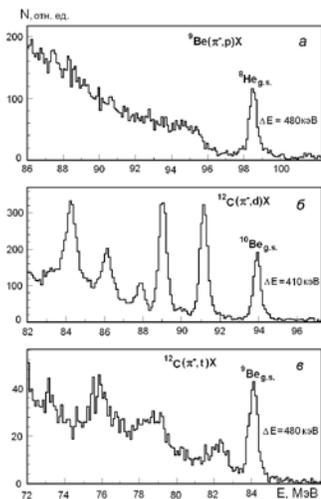


Рис.14. Инклюзивные спектры протонов (а), дейтронов (б) и тритонов (в) из реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами  $^9\text{Be}$  и  $^{12}\text{C}$

Таблица 2. Расчетные и экспериментальные значения разрешения п.п.д.-телескопа и его составляющих

Энергия частицы, МэВ	$E_p=98.5$	$E_d=93.9$	$E_t=84.1$
Вклады в $\Delta E_{\text{рас}}$ , кэВ:			
$\Delta E_{\text{миш}}$	110	230	377
$\Delta E_{\text{мс}}$	306	237	200
$\Delta E_{\text{эл}}$	327	219	183
$\Delta E_{\text{рас}}$ , кэВ	462	400	466
$\Delta E_{\text{экс}}$ , кэВ	$480 \pm 25$	$410 \pm 15$	$480 \pm 30$

Расчетные величины разрешения  $\Delta E_{\text{расч}}$  и ее составляющих, которые также представлены в табл. 2, показывают хорошее совпадение с экспериментом.

Двухплечевая структура спектрометра позволяет получать данные как по инклюзивным, так и корреляционным измерениям заряженных частиц.

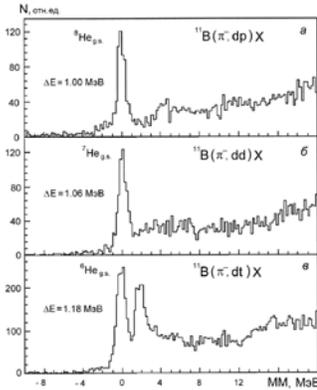


Рис. 15. Спектры недостающих масс для событий  $pd$  (а),  $dd$  (б) и  $dt$  (в) из реакций поглощения пионов ядрами  $^{11}\text{B}$

В работе приводятся результаты по спектроскопии низколежащих состояний изотопов лития  $^{10}\text{Li}$  и водорода  $^4\text{H}$ , которые были получены в LAMPF. Эти данные имеют важное значение для тестирования ядерных моделей, и позволяют сравнить характеристики созданных установок,

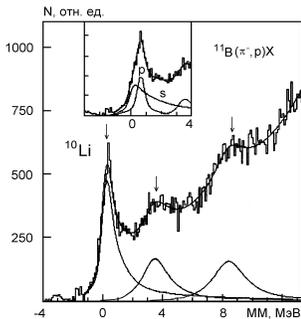


Рис. 16. Спектр недостающих масс для реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, p)\text{X}$ , измеренной в LAMPF

Поиск нейтронно-избыточных ядер в трехчастичных каналах реакций проводился с помощью идентификации пиков в спектрах недостающих масс. Для демонстрации разрешения в этих измерениях на рис. 15 приведены спектры ММ. За нуль в этих распределениях приняты массы основных состояний остаточных ядер  $^{6-8}\text{He}$ . Видны пики, соответствующие этим состояниям. Разрешение по недостающим массам составляет  $\Delta E_{\text{ММ}} \sim 1$  МэВ, а точность привязки шкалы  $MM \leq 0.1$  МэВ.

Полученные результаты указывают на достоверность и корректность разработанного подхода для определения разрешения многослойных п.п.д.-спектрометров при регистрации частиц с энергиями  $E(p,d,t) \sim 100$  МэВ и  $E(^3,^4\text{He}) \sim 400$  МэВ.

которые использовались в ПИЯФ и LAMPF.

В LAMPF для изучения спектра  $^{10}\text{Li}$  (аналог измерениям в ПИЯФ) использовалась реакция  $^{11}\text{B}(\pi^-, p)^{10}\text{Li}$ . Для определения разрешения и энергетической привязки для этого распределения использовались реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, p)^8\text{He}$  (рис. 14а). Инклюзивный спектр недостающих масс для протонов из реакции на  $^{11}\text{B}$  представлен на рис. 16. За начало отсчета принята сумма масс  $^9\text{Li}+n$ . Описание спектра приводит к необходимости включения трех резонансных состояний:  $E_{1r} = 0.48 \pm 0.1$  МэВ,  $\Gamma \approx 0.5$  МэВ;  $E_{2r} = 3.16 \pm 0.1$  МэВ,  $\Gamma \approx 1.3$  МэВ;  $E_{3r} = 8.5 \pm 0.3$  МэВ,  $\Gamma \approx 2.2$  МэВ.

Полученное в LAMPF значение резонансной энергии для нижнего пика отличается от нашего первого результата. Это объясняется более точным определением значения абсолютной привязки и улучшенным энергетическим разрешением в этом эксперименте.

Существуют аргументы в пользу того, что в ядре  $^{10}\text{Li}$  расстояние между низколежащими состояниями невелико. Поэтому были выполнены расчеты по описанию нижнего пика суперпозицией двух состояний (вставка на рис. 16). Наилучшее описание приводит к следующим параметрам:  $E_0 = 0.1 \pm 0.1$  МэВ,  $\Gamma \approx 0.4$  МэВ;  $E_{1r} = 0.6 \pm 0.1$  МэВ;  $\Gamma \approx 0.1$  МэВ.

Необходимо указать, что при описании с помощью двух состояний получилось значительно лучшее согласие как с экспериментом, так и с большинством современных данных, измеренных в других реакциях.

Повторное использование мишени  $^9\text{Be}$  в эксперименте на LAMPF позволило впервые измерить структуру низколежащих уровней изотопа  $^4\text{H}$ .

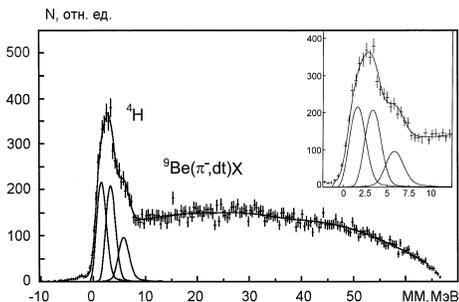


Рис. 17. Спектр недостающих масс для реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, dt)X$ , измеренный в LAMPF.

Сплошные линии – полное описание и распределения по Брейт-Вигнеру

Исследование состояний  $^4\text{H}$  проводилось в спектре недостающих масс для реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, dt)X$ . Результаты корреляционных измерений ( $\Delta E_{\text{MM}}$ ,  $\delta_{\text{MM}}$ ) контролировались с помощью реакций  $^{11}\text{B}(\pi^-, dt)^6\text{He}$  (рис. 15б). На рис. 17 показан спектр недостающих масс для реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, dt)X$ . За начало отсчета принята сумма масс  $t+n$ . В спектре наблюдается пик, который более детально показан на врезке рис. 17. Видно, что обнаруженная структура является суперпозицией нескольких состояний  $^4\text{H}$ . Были выполнены расчеты по описанию пика с помощью нескольких резонансных состояний. Статистически достоверное описание результатов достигается только при включении трех состояний  $^4\text{H}$  со следующими параметрами:  $E_0 = 1.6 \pm 0.1$  МэВ,  $\Gamma \approx 2$  МэВ;  $E_{1r} = 3.4 \pm 0.1$  МэВ,  $\Gamma \approx 2$  МэВ;  $E_{2r} = 6.0 \pm 0.2$  МэВ,  $\Gamma \approx 2.2$  МэВ. Таким образом, основное состояние  $^4\text{H}$  является более связанным, чем это предполагалось ранее. Важно указать, что впервые в одной реакции определены параметры сразу трех резонансных состояний  $^4\text{H}$ .

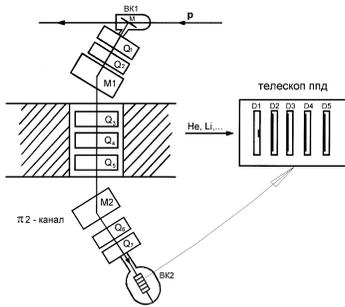


Рис. 18. Схема эксперимента по поиску примеси  $\Delta$ -изобары в  ${}^9\text{Be}$ : BK1, BK2 – мишенная и детекторная камеры, M – мишень, Q<sub>1</sub>–Q<sub>7</sub> – квадрупольные магниты, M1, M2 – поворотные магниты, D1–D5 – детекторы

(в двух сеансах) использовались п.п.д. с рекордными параметрами по толщине  $W$  и чувствительной площади  $S$ . Детектор №1 и №2 имели, соответственно,  $W = 16$  мкм,  $S = 2\text{см}^2$ , и  $W = 8$  мкм,  $S = 1\text{см}^2$ . Отбор образованных фрагментов осуществлялся с помощью канала пионов ( $\pi$ 2-канал), который использовался в качестве магнитного спектрометра. Мишень  ${}^9\text{Be}$  толщиной  $1.26$  мкг/см<sup>2</sup> крепилась в камере BK1, которая соединялась с входом вакуумного тракта  $\pi$ 2-канала. Измерение энергии и идентификация фрагментов выполнялась с помощью п.п.д.-телескопа, который располагался в камере BK2 на выходе  $\pi$ 2-канала. Помимо информации об импульсе фрагмента ( $p/Z$  из настройки магнитного тракта), величин энергосбросов в п.п.д. для более надежной идентификации по массам, особенно при низких энергиях фрагментов, измерялось время пролета регистрируемых частиц с помощью привязки к временной микроструктуре пучка ускорителя. Для каждого измеряемого импульса набор статистики  ${}^8\text{He}$  составлял  $\sim 200$  событий.

На рис. 19 представлены инвариантные дифференциальные сечения образования изотопов  ${}^{4,6,8}\text{He}$  (рис. 19а) и  ${}^{4,6,8}\text{Li}$  (рис. 19б) под углом  $60^\circ$  в реакции взаимодействия протонов с  $E_p = 1$  ГэВ с ядрами  ${}^9\text{Be}$ . Видно, что спектры для всех фрагментов подобны и в них наблюдается резко выраженное усиление в области малых импульсов ( $p < 0.3\text{--}0.4$  ГэВ/с), по-видимому связанное со спектаторным механизмом образования фрагментов, доминирующим при малых импульсах. Усиление в спектре  ${}^8\text{He}$  является

Для исследования вклада примеси  $\Delta$ -изобар в ядрах была создана установка, обеспечивающая регистрацию и идентификацию ядерных фрагментов в широком импульсном диапазоне ( $50 \leq p/Z \leq 400$  МэВ/с). Для поиска указанного эффекта были выполнены измерения спектров ядерных фрагментов в реакции  $p + {}^9\text{Be} \rightarrow F + X$ , где  $F = {}^{4,6,8}\text{He}$ ,  ${}^{6,7,8}\text{Li}$  при  $E_p = 1$  ГэВ,  $\theta_{\text{лаб}} = 60^\circ$ . Эксперимент был выполнен на пучке протонов с энергией 1 ГэВ синхротрона ПИЯФ (рис. 18).

Основным элементом установки являлся п.п.д.-телескоп, состоящий из пяти Si(Au)-п.п.д. В качестве первого детектора-идентификатора

ся возможным доказательством выбивания  $\Delta^{++}$ -изобары из ядер  ${}^9\text{Be}$ .

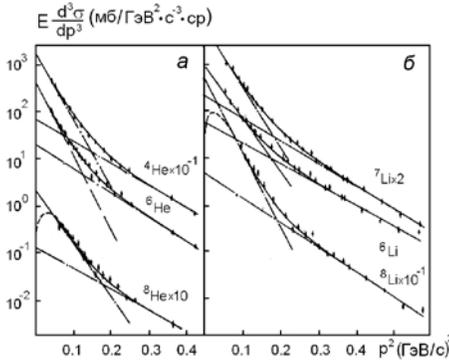
В качестве оценки масштаба эффекта использовалось отношение выходов  ${}^8\text{He}$  и  ${}^8\text{Li}$  в диапазоне регистрируемых импульсов  $p < 0.4$  МэВ/с. Это отношение непосредственно связано с относительными вероятностями выбивания протона (один из доминирующих процессов при энергии налетающих протонов  $E_p = 1$  ГэВ) и выбивания  $\Delta^{++}$ -изобары.

Показано, что данное отношение, обусловленное спектаторным механизмом образования  ${}^8\text{He}$  и  ${}^8\text{Li}$ , составляет

$$X = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{8\text{He}}}{(d\sigma/d\Omega)_{8\text{Li}}} = (6 \pm 3) \cdot 10^{-4}$$

Это значение можно интерпретировать как отношение спектроскопических факторов «экзотической» конфигурации ( ${}^8\text{He}\Delta^{++}$ ) и конфигурации ( ${}^8\text{Li}p$ ) в  ${}^9\text{Be}$ . Полученное отношение  $X$  позволило оценить примесь  $\Delta^{++}$  в ядре  ${}^9\text{Be}$  на уровне  $W_{\Delta^{++}} \sim 10^{-2}$ .

Рис. 19. Инвариантные дифференциальные сечения образования  ${}^{4,6,8}\text{He}$  (а) и  ${}^{6,7,8}\text{Li}$  (б) под углом  $60^\circ$  в реакции взаимодействия протонов при энергии 1 ГэВ с ядрами  ${}^9\text{Be}$ , в зависимости от квадрата импульса



Применение измерительной аппаратуры высокого разрешения и методов формирования прецизионных пучков частиц на современных ускорительных комплексах дополняют друг друга и дают возможность решать фундаментальные задачи на качественно новом уровне по точности измерений. Одной из таких задач является обнаружение глубоколежащих состояний пионных атомов тяжелых элементов. В этих системах волновая функция пиона максимально приближена к ядерной поверхности, что позволяет сопоставить сдвиг эффективной массы пиона в ядерной среде с расчетами в рамках киральной теории.

Был предложен и реализован на накопительном кольце CELSIUS (Уппсала) эксперимент «Поиск глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона». Для формирования низколежащих ( $1s$ ) состояний  $\pi$ -атомов ксенона использовалась реакция подхвата ( $d, {}^3\text{He}$ ) при энергии  $E_d = 500$  МэВ. Уровни  $\pi$ -атомов в реакции  ${}^N\text{Xe}(d, {}^3\text{He}){}^{N-1}\text{Xe}_{\pi\text{-bound}}$  идентифицировались по пикам в энергетическом спектре  ${}^3\text{He}$ . Специально для решения

этой задачи был разработан и создан спектрометр, основным регистрирующим модулем которого являлся телескоп из  $\text{HrGe}$ -п.п.д.

Схема установки представлена на рис. 20. Спектрометр располагается в области одного из поворотных магнитов накопительного кольца на расстоянии 6 м от внутренней газовой мишени. Установка обеспечивает идентификацию и измерение энергии вторичных частиц, образующихся под малыми углами относительно первичного пучка.

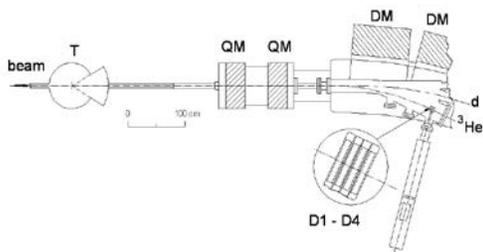


Рис. 20. Схема расположения установки на накопительном кольце CELSIUS.

$T$  – газовая мишень,  
 $QM$  – квадрупольные магниты,  
 $DM$  – дипольные магниты,  
 $D1-D4$  – детекторы

Поворотные магниты используются в качестве одного из элементов системы для обеспечения пространственного разделения вторичных частиц и пучка. Малые размеры  $\text{HrGe}$ -телескопа допускали его установку и механическое перемещение внутри вакуумной камеры накопительного кольца. Телескоп состоял из четырех  $\text{HrGe}$ -детекторов. Детекторы  $D_1$  и  $D_2$  толщиной  $\sim 5$  мм имели имплантированные контакты. Детекторы  $D_3$  и  $D_4$  толщиной  $\sim 10$  мм были изготовлены с помощью диффузии лития и имели «мертвый» слой  $\sim 1$  мм. Диаметр рабочей области детекторов 32 мм.

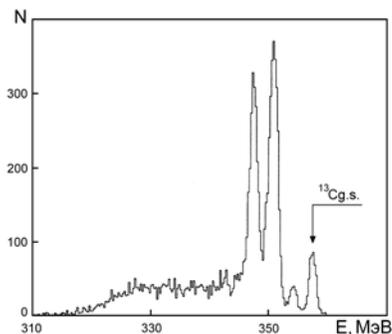


Рис. 21. Экспериментальный спектр ионов  $^3\text{He}$  из реакции  $^{14}\text{N}(d, ^3\text{He})\text{X}$ ,  $E_d = 362$  МэВ

Одной из целей эксперимента являлось определение ширины  $1s$ -состояния пионного атома  $\text{Xe}$  с ожидаемым значением  $\sim 1$  МэВ, которое сопоставимо с энергетическим разрешением  $\text{HrGe}$ -спектрометра.

В связи с этим возникла необходимость в измерении энергетического разрешения установки. Был предложен оригинальный подход к решению этой задачи с помощью реакции подхвата  $^{14}\text{N}(d, ^3\text{He})\text{X}$  при энергии  $E_d = 362$  МэВ. На рис. 21 показан энергетический спектр  $^3\text{He}$ , измеренный в этой реакции.

Хорошо выделяются пики, отвечающие образованию изотопа  $^{13}\text{C}$  в основном ( $E \approx 358$  МэВ) и возбуждённых состояниях. Пик в области 354 МэВ отвечает образованию первого возбуждённого состояния. Два пика с энергиями  $E \approx 347, 351$  МэВ являются суперпозицией двух групп высоко-возбуждённых состояний  $^{13}\text{C}$ . В силу нуклонной стабильности  $^{13}\text{C}_{\text{gs}}$  ширина пика  $^3\text{He}$  позволила определить энергетическое разрешение п.п.д.-телескопа  $\Delta E \approx 850$  кэВ.

Для определения энергии связи мезоатома и эффективности регистрации спектрометра была предложена методика калибровки спектрометра с помощью реакции  $p(d, ^3\text{He})n^0$ . Достоинством метода является выполнение градуировки на водородной мишени и измерений на ксеноне без изменения режимов работы ускорителя, т.е. при постоянной энергии пучка. В этом случае снимаются проблемы, связанные с систематическими погрешностями в определении энергии пучка.

В работе представлены результаты тестового эксперимента по поиску пионных атомов ксенона. Измерения были проведены на пучке дейтронов с энергией  $E = 500$  МэВ на мишенях из водорода и природной смеси изотопов ксенона.

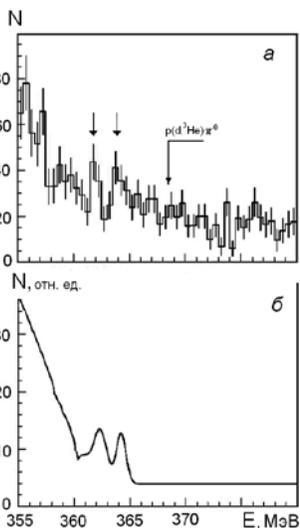


Рис. 22. Измеренный (а) и расчетный спектры  $^3\text{He}$  из реакции  $\text{Xe}_{\text{nat}}(d, ^3\text{He})\text{X}$ ,  $E_d = 500$  МэВ

Калибровка на водородной мишени заключалась в измерении положения и интенсивности пика  $^3\text{He}$  при нескольких положениях телескопа относительно пучка дейтронов. Это позволило откалибровать энергетическую шкалу и определить геометрическую эффективность установки. Измерения на природном ксеноне выполнялись для оценки скорости счета при использовании изотопно-чистого  $^{136}\text{Xe}$ .

На рис. 22 показаны измеренный (а) и расчетный (б) спектры  $^3\text{He}$  из реакции  $\text{Xe}_{\text{nat}}(d, ^3\text{He})\text{X}$ . Результаты моделирования эксперимента демонстрируют, что на натуральном ксеноне образование пионных атомов может проявляться в виде двух пиков (362 и 364 МэВ), каждый из которых является суперпозицией сигналов от изотопов ксенона с четным и нечетным числом нуклонов.

Видно, что эти пики проявляются в измеренном спектре, при этом их положение согласуется с результатами расчета. Анализ полученных данных показал, что сечение образования  $1s$ -состояния пионных атомов составляет величину  $\sim 25$  мбарн/стер, что согласуется с теоретическими оценками.

Таким образом, создан HPGe-спектрометр для поиска глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона, позволяющий надежно идентифицировать частицы  ${}^3\text{He}$  с высоким разрешением.

Заключительная часть третьей главы посвящена разработке и созданию п.п.д.-спектрометра низкоэнергичных пионов. Актуальность создания такого прибора обусловлена тем, что практически полностью отсутствует надежная информация о спектрах заряженных пионов в области  $< 25$  МэВ, т.е. в той области, где эффективность магнитных спектрометров является малой величиной.

Неопределенное энерговыделение в детекторе в конце пробега при захвате  $\pi^-$ -мезона ядром делает невозможным использование метода измерения по полному поглощению и естественным решением в таком случае является применение многослойных спектрометров. Слоистая структура из п.п.д. позволяет выделить детектор, где произошла остановка и восстановить энергию пиона по показаниям предыдущих детекторов. Детектирующий модуль состоит из двадцати четырех Si(Au)-п.п.д. толщиной  $W = 600$  мкм. Детекторы были изготовлены из нейтронно-легированного кремния. В головной части модуля для снижения порога регистрации пионов устанавливаются 4 детектора толщиной  $W = 200\text{--}300$  мкм. Диаметр чувствительных областей п.п.д. 32 мм. Данный набор детекторов позволяет регистрировать пионы с энергиями от 3 до 25 МэВ. Методические эксперименты, направленные на проверку алгоритмов восстановления энергии и идентификации пионов, выполнялись на канале пионов низких энергий синхротрона ПИЯФ.

В первой серии измерений с помощью магнитного канала на спектрометр выводились положительные и отрицательные пионы с фиксированными энергиями 8, 10, 12 МэВ («пионные» линии). Показано, что ширины «пионных» линий определяются в основном разрешением канала и позволяют получить лишь верхнюю оценку на собственное энергетическое разрешение спектрометра  $\Delta E_\pi \leq 0.7$  МэВ.

Во второй серии измерений для точного определения величины  $\Delta E_\pi$  использовался другой способ, основанный на регистрации  $\mu^+$  от распада  $\pi^+$  в детекторе остановки. С этой целью использовались пионы с энергией 65 МэВ, которые проходили замедлитель и спектрометр регистрировал

достаточно широкий энергетический спектр. Процедура калибровки выполнялась следующим образом: отбросив показания детектора, в котором, остановился пион, по показаниям предыдущих детекторов методом максимального правдоподобия определялась энергия пиона на входе в спектрометр. Далее из полного энерговыведения во всех детекторах вычиталась восстановленная входная энергия. Полученный результат соответствует энерговыведению вторичных частиц, испущенных при остановке пиона.

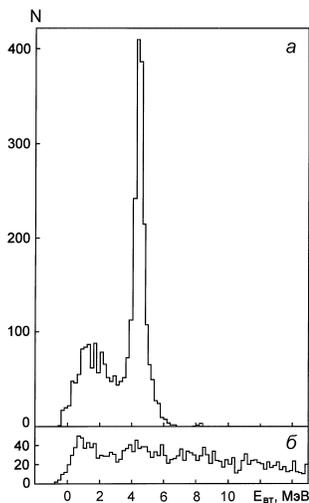


Рис. 23. Спектры энерговыведений вторичных частиц для  $\pi^+$ -мезонов (а) и  $\pi^-$ -мезонов (б)

На рис. 23 представлены полученные результаты для  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов. Для  $\pi^+$ -мезонов отчетливо виден пик, соответствующий остановкам распадного мюона с энергией 4.19 МэВ в объеме телескопа. Слева от пика - энерговыведения, отвечающие мюонам, которые не останавливались в чувствительном объеме телескопа. Ширина пика соответствует среднему энергетическому разрешению спектрометра в режиме измерений «напролет». Исследования показали, что  $\Delta E_\pi \approx 0.7$  МэВ при регистрации пионов с энергиями 4–13 МэВ. Для случаев, имеющих практический интерес, эффективность регистрации составляет  $\eta \approx 40\%$  с разделением пионов по знаку заряда.

Полученные экспериментальные данные позволили определить такой важный параметр для безмагнитных систем, как коэффициент разделения пионов по знаку заряда (коэффициент режекции).

Разделение  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов основывается на различии в распределениях энерговыведений вторичных частиц (рис. 23). Показано, что при отборе событий с энерговыведениями вторичных частиц из «мюонного» пика экспериментально полученный коэффициент режекции  $K_{\pi^+/\pi^-} \approx 12$ . Коэффициент режекции  $K_{\pi^+/\pi^-}$  соответствует величине отношения вероятностей прохождения  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов по гипотезе  $\pi^+$ -мезона. Из рис. 23 видно, что  $E_{вт}$  для  $\pi^+$ -мезонов ограничено сверху значением 4.19 МэВ. Отбирая события с  $E_{вт}$  выше этого значения, можно выделить  $\pi^-$ -мезоны. Эффективность отбора  $\pi^-$ -мезонов зависит от конкретного значения порога и при его изменении от 5 до 10 МэВ уменьшается с 60% до 30%. Показано, что при  $E_{вт} > 8$  МэВ коэффициент режекции достигает значения  $K_{\pi^-/\pi^+} \approx 10^3$ .

Основной результат этой части исследований состоит в создании полупроводниковой установки, которая открывает новые возможности по спектрометрии заряженных пионов в области энергий 3– 25 МэВ.

В заключении приведены основные результаты работы:

1. Разработан новый подход к спектрометрии заряженных частиц на ускорителях с помощью многослойных п.п.д.-спектрометров. Применение этого подхода позволяет выполнять прецизионное измерение энергии в большом динамическом диапазоне - от нескольких до сотен МэВ и идентификацию частиц в широком интервале масс - от пионов до многозарядных ядерных фрагментов.
2. Разработаны и реализованы специальные методы изготовления телескопических п.п.д.: метод получения поверхностно-барьерных детекторов (Si(Au)), надежно работающих в режиме полного обеднения; новый метод создания литий-дрейфовых детекторов (Si(Li)) с помощью диффузии лития, стимулированной импульсами теплового излучения; метод изготовления детекторов из сверхчистого германия с помощью ионной имплантации. Применение этих методов позволило минимизировать «мертвые» слои п.п.д. и существенно улучшить качество спектрометрической информации, получаемой с помощью многослойных п.п.д. - спектрометров.
3. Впервые разработан и реализован полный технологический цикл по изготовлению качественных Si(Au)-детекторов на основе нейтронно-легированного материала. Применение этого метода, впервые, позволило получить кремний *n*-типа с удельным сопротивлением (60–130 кОм·см) значительно выше, чем у исходного кремния *p*-типа (2–20 кОм·см). Из нейтронно-легированного кремния изготовлена партия светосильных Si(Au)-п.п.д. для комплектации спектрометра заряженных пионов низких энергий.
4. Разработаны и экспериментально реализованы методы: калибровки телескопических п.п.д., определения чувствительных и «мертвых» слоев детекторов, оптимизации постоянных времени формирования спектрометрических сигналов при использовании установок на основе Si(Li)-п.п.д., выделения остановок заряженных частиц в тонких мишенях, расчета и измерения разрешения п.п.д.-телескопов в условиях эксперимента. Эти разработки обеспечили набор данных с минимальными искажениями и корректную обработку исследуемых спектров.

5. Разработан и создан комплекс многослойных п.п.д.-спектрометров для решения широкого круга физических задач:
  - спектрометр на основе кремниевых детекторов для прецизионной регистрации ( $\Delta E/E \sim 0.5\%$ ) заряженных частиц (p, d, t) с энергиями до 100 МэВ; двухплечевая структура установки впервые позволила выполнить корреляционные измерения с разрешением  $\Delta E_{\text{мм}} \sim 1$  МэВ;
  - спектрометр на основе тонких (толщиной  $\sim 10\text{--}20$  мкм) кремниевых детекторов для измерения энергии ядерных фрагментов ( ${}^{4,6,8}\text{He}$ ,  ${}^{4,6,8}\text{Li}$ );
  - спектрометр на основе HPGe-детекторов, который впервые обеспечил высокое энергетическое разрешение  $\Delta E/E \sim 0.25\%$  при регистрации  ${}^3\text{He}$  с энергиями до 450 МэВ,
  - спектрометр на основе детекторов из нейтронно-легированного кремния, который впервые позволил выполнить спектрометрию ( $\Delta E_{\pi} \sim 0.7$  МэВ) отрицательных пионов в диапазоне энергий 3–25 МэВ.
6. С применением созданных полупроводниковых установок:
  - впервые в реакциях поглощения пионов обнаружен изотоп лития  ${}^{10}\text{Li}$  и определены параметры его низколежащего состояния;
  - впервые в одной реакции наблюдались сразу три резонансных состояния  ${}^4\text{H}$ ;
  - впервые получено указание на обнаружение выбивания виртуальной  $\Delta^{++}$ -изобары из ядра  ${}^9\text{Be}$ ;
  - впервые получено указание на образование глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона.

Результаты исследований опубликованы в следующих основных работах:

1. *Акимов Ю.К., Горнов М.Г., Гуров Ю.Б. и др.* О возможности измерения энергии заряженных частиц с помощью слоистого полупроводникового спектрометра // Приборы и техника эксперимента. 1980. № 1. С. 69-73.
2. *Горнов М.Г., Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В. и др.* Измерение энергии отрицательных пионов многослойным полупроводниковым спектрометром // Приборы и техника эксперимента. 1981. № 2. С. 42-48.
3. *Горнов М.Г., Гуров Ю.Б., Морохов П.В. и др.* Определение толщины структурных слоев полупроводниковых детекторов с помощью заряженных частиц // Приборы и техника эксперимента. 1983. № 6. С. 42-45.

4. Горнов М.Г., Гуров Ю.Б., Мороховец М.А. и др. Поверхностно-барьерные детекторы из кремния легированного фосфором в потоке тепловых нейтронов // Приборы и техника эксперимента. 1983. № 5. С. 53-54.
5. Gornov M.G., Gurov Yu.B., Lukin A.S. et al. Two-arm semiconductor spectrometer of charged particles for the investigation absorption of stopped negative pions by nucleus // Nucl. Inst. and Meth. 1984. V. A225. P. 42-48.
6. Горнов М.Г., Гуров Ю.Б., Контев В.П. и др. Обнаружение сверхтяжелых изотопов водорода в реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$  // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 205-208.
7. Горнов М.Г., Гуров Ю.Б., Осипенко Б.П. и др. Полупроводниковые детекторы, полученные с помощью диффузии лития, стимулированной тепловым излучением // Приборы и техника эксперимента. 1988. № 1. С. 57-60.
8. Горнов М.Г., Гуров Ю.Б., Мороховец М.А. и др. Исследование возможности получения германия  $p$ -типа проводимости с концентрацией носителей  $\leq 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  методом нейтронного легирования // Высокочистые вещества. 1989. № 5. С. 180-183.
9. Гребенникова О.М., Горнов М.Г., Гуров Ю.Б. и др. Полупроводниковые детекторы большой площади из высокоомного кремния, полученного методом нейтронного легирования // Приборы и техника эксперимента. 1990. № 3. С. 74-77.
10. Амелин А.И., Горнов М.Г., Гуров Ю.Б. и др. Образование  ${}^{10}\text{Li}$  при поглощении остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^{11}\text{B}$  // Ядерная физика. 1990. Т. 52 (5). С. 1231-1233.
11. Горнов М.Г., Гуров Ю.Б., Осипенко Б.П. и др. Планарные детекторы из особоистого германия // Приборы и техника эксперимента. 1990. № 4. С. 83-85.
12. Амелин А.И., Бер М.Н., Бесфамильнов С.В.,...Гуров Ю.Б. и др. Исследование реакции  $p+{}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{He}+X$  при энергии протонов 1 ГэВ // Препринт ЛИЯФ. 1991. № 1748. 19С.
13. Gornov M.G., Gurov Yu.B., Morokhov P.V. et al. Search for heavy hydrogen isotopes and multineutrons in  $\pi^-$  absorption on  ${}^9\text{Be}$  // Nucl. Phys. 1991. V. A531. P. 613-622.
14. Амелин А.И., Бер М.Н., Горнов М.Г., Гуров Ю.Б. и др. Полупроводниковый спектрометр заряженных пионов низких энергий // Приборы и техника эксперимента. 1993. № 1. С. 69-79.

15. *Chernyshev B.A., Dovgun S.V., Gornov M.G., Gurov Yu.B. et al.* Search for deeply bound pionic atoms with high-purity germanium tagging spectrometer // Сообщения ОИЯИ. 1994. Е13-94-198. Дубна. 4 С.
16. *Amelin A.I., Behr M.N., Chernyshev B.A....Gurov Yu.B. et al.* Evidence for virtual  $\Delta^{++}$  knock-out from  ${}^9\text{Be}$  by 1 GeV protons // Phys. Lett. 1994. V. B33. P. 261-265.
17. *Горнов М.Г., Гуров Ю.Б., Довгун С.В., Сандуковский В.Г.* Телескопические поверхностно-барьерные детекторы // Приборы и техника эксперимента. 1994. №3. С. 55-59.
18. *Горнов М.Г., Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В. и др.* Спектроскопия ядер  ${}^7,8\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Li}$ ,  ${}^{13}\text{Be}$  // Известия РАН (сер. физ.). 1998. Т. 63(11). С. 2209-2222.
19. *Горнов М.Г., Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В. и др.* Энергетическое разрешение многослойного полупроводникового спектрометра // Приборы и техника эксперимента. 1998, № 5. С. 53-56.
20. *Горнов М.Г., Гребенев В.Н., Гуров Ю.Б. и др.* Спектрометр для регистрации заряженных частиц под малыми углами // Приборы и техника эксперимента. 1999. № 4. С. 65-71.
21. *Gornov M.G., Gurov Yu.B., Lapushkin S.V. et al.* Multilayer semiconductor spectrometer for studying light neutron-rich nuclei // Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. 2000. V. A446. P. 461-468.
22. *Горнов М.Г., Гуров Ю.Б., Бер М.Н. и др.* Выбор формирующих цепей многослойного полупроводникового спектрометра заряженных частиц // Приборы и техника эксперимента. 2002. №5. С. 45-50.
23. *Гребенев В.Н., Гуров Ю.Б., Гусев К.Н. и др.* Исследование параметров спектрометра для поиска пионных атомов ксенона // Препринт ОИЯИ. 2003. P13-2003-117. Дубна. 17 С.
24. *Andersson M., Bargholtz Chr., Chernyshev B.,... Gurov Yu. et al.* The observation of deeply bound pionic states of xenon produced in the  $d+{}^{\text{nat}}\text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_{\pi\text{-bound}} + {}^3\text{He}$  reaction // Nucl. Phys. 2003. V.A721. P. 846-848.
25. *Гуров Ю.Б., Гусев К.Н., Катулина С.Л. и др.* Имплантированные HPGe-детекторы для многослойных спектрометров заряженных частиц // Приборы и техника эксперимента. 2004. №5. С. 34-37.
26. *Гуров Ю.Б., Алешкин Д.В., Бер М.Н. и др.* Спектроскопия сверхтяжелых изотопов водорода в реакциях поглощения остановившихся пионов ядрами // Ядерная физика. 2005. Т. 68(3). С. 520-526.

27. Гуров Ю.Б., Катулина С.Л., Сандуковский В.Г., Юрковски Я. Телескопические кремниевые детекторы // Приборы и техника эксперимента. 2005. №6. С. 5-12.
28. Gurov Yu.B., Aleshkin D.V., Behr M.N. et al. Spectroscopy of superheavy hydrogen isotopes  $^4\text{H}$  and  $^5\text{H}$  // The Eur. Phys. J. 2005. V. A24. P. 231-236.
29. Bargholtz Chr., Geren L., Гребенев В.Н., Гуров Ю.Б. и др. Спектрометр для поиска экзотических состояний пионных атомов ксенона // Приборы и техника эксперимента. 2006. №3. С. 14-22.
30. Гуров Ю.Б., Гусев К.Н., Карпухин В.С. и др. Калибровка многослойного полупроводникового спектрометра с помощью  $\alpha$ -источников // Приборы и техника эксперимента. 2006. №5. С. 34-38.
31. Гуров Ю.Б., Исаков С.В., Карпухин В.С. и др. Измерение толщин нечувствительных слоев полупроводниковых детекторов // Приборы и техника эксперимента. 2008. №1. С. 67-71.
32. Гуров Ю.Б., Катулина С.Л., Розов С.В. и др. Планарные Si(Li)-детекторы с большим чувствительным объемом // Приборы и техника эксперимента. 2010. №1. С. 42-44.