

# МНОГОСЛОЙНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА УСКОРИТЕЛЯХ

*Ю. Б. Гуров*<sup>1,2</sup>, *С. В. Лапушкин*<sup>2</sup>, *В. Г. Сандуковский*<sup>1,\*</sup>,  
*Б. А. Чернышев*<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

ВВЕДЕНИЕ	477
МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ	480
Кремниевые детекторы	480
Si(Au)-детекторы в режиме полного обеднения	481
Si(Li)-детекторы с тонкими нечувствительными слоями	484
Детекторы из нейтронно-легированного кремния	489
Детекторы из сверхчистого германия	497
МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ РЕГИСТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ППД-ТЕЛЕСКОПОВ	501
Калибровка ППД-телескопа с помощью $\alpha$ -источников	502
Определение толщин структурных слоев детекторов	506
Выбор формирующих цепей многослойного ППД-спектрометра	514
Электронная система ППД-телескопа	520
Методика измерения энергии и идентификации заряженных частиц многослойными ППД-спектрометрами	521
МНОГОСЛОЙНЫЕ ППД-СПЕКТРОМЕТРЫ: ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ, МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ, ФИЗИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ	525
Спектрометры для исследования легких нейтронно-избыточных ядер в реакциях поглощения пионов	525

---

\*E-mail: sandukov@jinr.ru

Спектрометр ядерных фрагментов для поиска виртуальных $\Delta$ -изобар в ядрах	541
Спектрометр для поиска глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона на ускорителе CELSIUS	548
Спектрометр заряженных пионов низких энергий	558
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	569
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	570

## МНОГОСЛОЙНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА УСКОРИТЕЛЯХ

*Ю. Б. Гуров*<sup>1,2</sup>, *С. В. Лапушкин*<sup>2</sup>, *В. Г. Сандуковский*<sup>1,\*</sup>,  
*Б. А. Чернышев*<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Описано современное состояние исследований в области разработки полупроводниковых многослойных систем (ППД-телескопов), которые позволяют выполнять прецизионное измерение энергии в большом динамическом диапазоне (от нескольких до сотен мегаэлектронвольт) и идентификацию частиц в широком интервале масс (от пионов до многозарядных ядерных фрагментов). Представлены методы изготовления телескопических полупроводниковых детекторов из кремния и сверхчистого германия. Рассмотрены вопросы измерения характеристик созданных детекторов и их влияние на энергетическое разрешение ППД-телескопов и качество получаемых экспериментальных данных. Значительное внимание уделено использованию созданных полупроводниковых установок в экспериментальных исследованиях на ускорителях ПИЯФ, LANL (Лос-Аламос), CELSIUS (Уппсала).

The current state of development in the field of multi-layer semiconductor systems (SCD telescopes) is presented. It has been shown that these telescopes make it possible to have a high energy resolution in a large dynamic range (from several to hundreds of MeV) and identification of detecting charged particles in a wide range of masses (from pions to multiply charged nuclear fragments). The manufacturing methods of detectors from silicon and HP germanium for SCD telescopes are described. The methods of measuring the characteristics of the detectors and their impact on the energy resolution of the telescope spectrometers and the quality of the experimental data are presented. Considerable attention is paid to the use of multilayer semiconductor devices in the experimental studies on accelerators of PNPI (Gatchina), LANL (Los Alamos) and CELSIUS (Uppsala).

PACS: 29.30.Ep; 29.40.Wk

---

\*E-mail: sandukov@jinr.ru

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение экзотических ядер и новых ядерных состояний является одним из основных направлений развития современной ядерной физики [1–4], связанных 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 ядерных моделей.

В значительной степени достигнутый прогресс был обусловлен созданием новых сильноточных ускорительных комплексов с энергиями  $\sim$  ГэВ/нуклон (ускорители промежуточных энергий, в том числе «мезонные фабрики»). Вместе с тем решение задач по ядерной спектроскопии, выполняемых на этих ускорителях, невозможно без развития новых экспериментальных методов и создания прецизионной спектрометрической аппаратуры. Современные регистрирующие комплексы должны одновременно обеспечивать высокую точность корреляционных измерений частиц и ядер с энергиями до нескольких сотен МэВ/нуклон, идентифицировать новые ядерные состояния и измерять их энергетические уровни с точностью  $\sim 0,1$ – $1,0$  МэВ.

Решение этих задач потребовало развития новых экспериментальных методов и создания спектрометрической аппаратуры с соответствующими характеристиками. С точки зрения достижения высокого энергетического разрешения многослойные системы на основе полупроводниковых детекторов (ППД-телескопы) [5–7] значительно превосходят установки, состоящие из сцинтилляционных и газовых детекторов, и только незначительно уступают магнитным спектрометрам [8, 9]. Но важным преимуществом ППД-спектрометров над магнитными системами является возможность прецизионного измерения энергии и идентификации частиц в широком интервале энергий и масс (от пионов до многозарядных ядерных фрагментов) без изменения настройки спектрометра, что существенно для скорости набора статистики и минимизации систематических ошибок. Важным достоинством ППД-телескопов является независимость энергетической калибровки от типа регистрируемой частицы. Кроме того, компактность и простота конструктивного исполнения ППД-телескопов позволяют создавать многоплечевые спектрометры сложной конфигурации.

В настоящее время многодетекторные полупроводниковые спектрометры широко применяются в различных ядерно-физических исследованиях [10–19]. Прогресс в развитии полупроводниковой методики связан с технологическими достижениями в изготовлении детекторов достаточно больших размеров, а также с созданием электронной аппаратуры с высокими эксплуатационными параметрами.

Многослойные полупроводниковые спектрометры наиболее эффективно используются для регистрации заряженных частиц низких и промежуточных

энергий, т. е. частиц, пробег которых в веществе детектора лежит в интервале от нескольких микрометров до десятков сантиметров. Сама идея создания ППД-телескопов для регистрации частиц с относительно большими пробегами естественно возникает по причине ограниченных активных толщин детекторов из кремния и германия.

Определение энергии регистрируемой частицы  $E_0$  с помощью ППД-телескопов основано на суммировании зарегистрированных потерь энергии в детекторах  $\Delta E_i$  с учетом средних потерь в их нечувствительных слоях  $\bar{\Delta}_i$  [20, 21]:

$$E_0 = \sum_{i=1}^n (\Delta E_i + \bar{\Delta}_i), \quad (1)$$

где  $n$  — число детекторов телескопа, в которых наблюдался энергосброс частицы.

Идентификация частиц проводится с помощью метода, являющегося расширением  $(\Delta E - E)$ -метода, используемого для системы двух детекторов. Более подробно метод определения энергии и типа частиц описан в разд. 2 настоящего обзора.

Развитие методики измерений с помощью многослойных полупроводниковых спектрометров идет по линии использования как кремниевых детекторов, так и детекторов из сверхчистого германия (HPGe) или их сочетаний. Преимуществами HPGe-детекторов над кремниевыми являются большая толщина чувствительного объема и более высокая тормозная способность, а также большая устойчивость к радиационным повреждениям. Для обеспечения работоспособности HPGe-детекторов необходимо их охлаждение до температуры жидкого азота, что для ряда физических экспериментов является решающим аргументом в пользу выбора кремниевых детекторов. Это особенно важно при использовании ППД-телескопов в экспериментальных многоплечевых установках для исследования корреляционных процессов. Кроме того, применение тонких кремниевых детекторов является оптимальным в экспериментах, где необходима регистрация короткопробежных частиц.

В ЛЯП ОИЯИ совместно с НИЯУ МИФИ длительное время ведутся разработки различных типов кремниевых [22–31] и германиевых детекторов [32–37], совершенствование методики спектрометрии заряженных частиц с помощью ППД [38–43], создание и применение многослойных полупроводниковых установок [44–53] в ядерно-физических экспериментах. Требования к детектирующим частям (модулям) многослойных ППД-спектрометров, которые вырабатывались на стадиях подготовки и выполнения экспериментальных исследований, привели к необходимости решения широкого круга технологических и методических задач, включающих в себя разработку специальных способов изготовления детекторов, предназначенных для комплектации ППД-телескопов; отработку методики получения детекторного монокристал-

лического кремния с заданными параметрами; разработку методов калибровки ППД и измерения их геометрических параметров; оптимизацию параметров спектрометрической электроники.

Разработка методов изготовления телескопических детекторов была направлена на достижение предельного энергетического разрешения в сочетании с большой светосилой и высокой надежностью многослойных спектрометров. В свою очередь, решение методических задач было необходимо для достижения требуемого качества измерений в ходе экспериментов и получения достоверных оценок погрешностей физических результатов.

Полупроводниковые телескопы позволяют прецизионно восстанавливать начальную энергию регистрируемых частиц в широком диапазоне (например, для протонов от 10 до 100 МэВ) с точностью  $\sim 50\text{--}100$  кэВ. Требования к точности восстановления начальной энергии частиц привели к необходимости разработки способов калибровки детекторов (при энергосбросах в ППД до 100 МэВ), методов определения чувствительных и нечувствительных слоев детекторов, оптимизации параметров спектрометрической электроники с учетом конечного времени собирания заряда в ППД, а также обусловили создание электронных систем с высокими эксплуатационными характеристиками. Решение этих методических задач позволило получить и обработать спектрометрическую информацию с минимальными искажениями в широком энергетическом диапазоне для различных частиц и одновременно обеспечило высокую точность ( $\sim 0,1\%$ ) определения абсолютной привязки энергетической шкалы.

Телескопические детекторы, представленные в рамках настоящей работы, стали основой для создания различных многослойных полупроводниковых установок, с помощью которых в ускорительных экспериментах был успешно решен ряд физических задач. Среди экспериментов, где были получены приоритетные результаты, следует отметить поиск и спектроскопию легких нейтронно-избыточных ядер [4, 54–57]; исследование  $\Delta$ -изобарных конфигураций в легких ядрах [58]; поиск глубоколежащих  $1s$ -состояний пионных атомов ксенона [59, 60]; исследование процессов поглощения отрицательных пионов ядрами [61, 62]; поиск и изучение свойств мю-нуклонных атомов [63, 64].

В обзоре подробно рассмотрены принципы построения многослойных ППД-спектрометров, представлены методы определения их калибровочных параметров и особенности проведения экспериментов. Для демонстрации возможностей созданных установок приводятся результаты измерений параметров обнаруженных экзотических ядер и ядерных состояний.

Структура обзора следующая. В разд. 1 описываются методы создания телескопических полупроводниковых детекторов большой площади с тонкими нечувствительными слоями. В разд. 2 представлено описание методического обеспечения эксплуатации отдельного детектирующего элемента

ППД-телескопа. В разд. 3 подробно рассматриваются принципы построения многослойных ППД-спектрометров и специфика проведения ускорительных экспериментов, методы определения калибровочных параметров установок; представлены результаты по исследованию экзотических ядер и ядерных состояний.

## 1. МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ

На основе разработанных методов измерения энергии заряженных частиц [20, 21] для практического применения ППД в ускорительных экспериментах нами была изготовлена большая партия различных типов детекторов из кремния и германия. При использовании детекторов в слоистых структурах для спектрометрии частиц наряду с такими параметрами, как энергетическое разрешение и рабочее напряжение, необходимо точное определение толщины чувствительной области и полной толщины детекторов [38]. Как будет показано ниже, спектрометрические характеристики ППД-телескопов сильно зависят от толщин нечувствительных («мертвых») слоев. Поэтому возникла необходимость в совершенствовании технологии изготовления детекторов с тонкими мертвыми слоями. Отличительной особенностью разработанных ППД является их сравнительно большая чувствительная площадь ( $\geq 8 \text{ см}^2$ ), что особенно существенно для ускорительных экспериментов. Отметим, что для комплектации спектрометров изготавливаются партии детекторов с устойчивыми характеристиками, а не единичные образцы.

Ниже дается описание разработанных методов изготовления телескопических Si- и HPCe-детекторов большой площади, позволивших минимизировать «мертвые» области и сохранить стабильность эксплуатационных параметров ППД.

**1.1. Кремниевые детекторы.** Кремниевые детекторы для многослойных спектрометров технологически и функционально разделены на две основные группы. К первой относятся поверхностно-барьерные (Si(Au)) и имплантированные (Si(B, P)) детекторы с толщинами чувствительной области от 10 до 1500 мкм. Эти детекторы предназначены для идентификации и спектрометрии заряженных частиц и ядерных фрагментов в ППД-телескопах, а также для использования в качестве мониторинговых и логических счетчиков в экспериментальных установках. Ко второй группе относятся литий-дрейфовые детекторы (Si(Li)) с толщинами чувствительной области от 2 до 6 мм, являющиеся основными спектрометрическими элементами при регистрации длиннопробежных заряженных частиц с энергией  $E \sim 100 \text{ МэВ}$ .

Стандартные технологические методы получения кремниевых детекторов, известные из литературы [65–67], обладают недостатком, связанным с отсутствием требований на ограничение «мертвых» слоев детекторов, за исключе-

нием ППД, предназначенных для регистрации  $\alpha$ -частиц и тяжелых ионов. Это обусловлено тем, что в классической ядерной полупроводниковой спектрометрии применяются детекторы полного поглощения, и поэтому нечувствительная область с тыльной стороны не оказывает влияния на энергетическое разрешение. В силу этого надежно работающие стандартные Si(Au)-детекторы, как правило, имеют толщины мертвых слоев несколько сотен микрометров с заметной неоднородностью, обусловленной неоднородностью удельного сопротивления исходного кремния.

**1.2. Si(Au)-детекторы в режиме полного обеднения.** Для обеспечения высокой точности измерений, выполняемых с помощью ППД-телескопов, необходимо точное знание геометрических параметров входящих в их состав детекторов-идентификаторов. Si(Au)-детекторы эксплуатируются в режиме растяжки чувствительной области на полную толщину детектора, что позволяет зафиксировать его геометрию и устранить нечувствительный слой со стороны заднего электрода. Толщина чувствительной области Si(Au)-детекторов пропорциональна величине  $(\rho U)^{1/2}$ , где  $\rho$  — удельное сопротивление материала,  $U$  — приложенное к детектору напряжение смещения. Режим полного обеднения Si(Au)-детектора требует напряжения, при котором область объемного заряда достигнет тыльного (омического) контакта. Вследствие неоднородности удельного сопротивления это условие должно выполняться прежде всего для областей с минимальным значением  $\rho$ .

Основное влияние на стабильную работу поверхностно-барьерных детекторов в режиме полного обеднения оказывают свойства омического контакта [68, 69]. В традиционной технологии тыльный контакт получают термическим напылением слоя алюминия толщиной 40 мкг/см<sup>2</sup> [66] или двухкомпонентного слоя из германия (50 мкг/см<sup>2</sup>) и алюминия (30 мкг/см<sup>2</sup>) [70]. Однако в первом случае контакт достаточно быстро становится инжектирующим [70], т. е. при приложении к детектору обратного напряжения из области тыльного контакта начинается генерация неравновесных носителей заряда (для кремния  $n$ -типа происходит инжекция «дырок»). Поскольку в полностью обедненных детекторах отсутствует базовая область, в которой могла бы происходить рекомбинация инжектированных дырок, то они попадают в область электрического поля и дают вклад в обратный ток. Результатом инжекции носителей заряда с омического контакта является резкое увеличение шумов детектора при выходе обедненной области непосредственно к тыльному контакту. Как показали наши исследования, наиболее заметно этот эффект проявляется на детекторах большой площади ( $> 1$  см<sup>2</sup>) и с чувствительной областью, превышающей 100 мкм. Недостатком второго метода является увеличение контактных шумов из-за диффузии алюминия через слой германия. При этом, как показано в работе [71], скорость диффузии пропорциональна сопротивлению исходного материала, что приводит к заметному ухудшению характеристик детекторов уже при  $\rho \geq 1$  кОм·см.



С целью улучшения стабильности работы полностью обедненных Si(Au)-ППД была разработана технология их изготовления [22], в которой омический контакт формируется термическим напылением слоя алюминия большей толщины, по сравнению со стандартной технологией. Ниже приводятся результаты исследований телескопических Si(Au)-детекторов с такими контактами.

В качестве исходного материала был выбран кремний  $n$ -типа  $\varnothing$  30 мм и удельным сопротивлением 5 кОм · см. Из пластин этого кристалла вырезались шайбы  $\varnothing$  20 мм, из которых изготавливались детекторы с различными по толщине алюминиевыми электродами. Детекторы имели чувствительную площадь 2 см<sup>2</sup> и толщину 300 мкм. Ограничение в толщине Al-контакта (200 мкг/см<sup>2</sup>) обусловлено техническими возможностями напылительной установки ВУП-4, использованной в процессе изготовления детекторов.

Одним из основных эксплуатационных параметров телескопических Si(Au)-детекторов является напряжение полного обеднения  $U_0$ , которое определялось с помощью  $\alpha$ -источника <sup>238</sup>Pu ( $E_\alpha = 5,5$  МэВ) при облучении ППД со стороны тыльного контакта. Для примера на рис. 1 показано изменение формы амплитудного распределения сигналов в зависимости от приложенного напряжения для детектора с толщиной Al-контакта  $\cong$  200 мкг/см<sup>2</sup>.

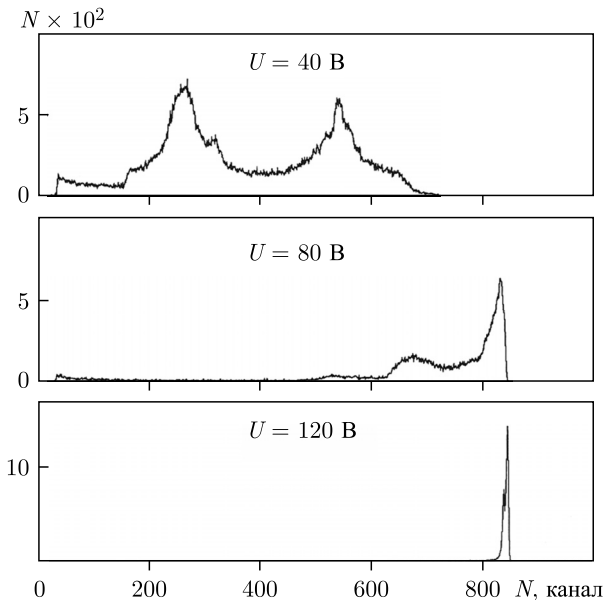


Рис. 1. Аппаратурные спектры, полученные при облучении  $\alpha$ -частицами (<sup>238</sup>Pu) Si(Au)-детектора со стороны омического контакта (Al толщиной  $\cong$  200 мкг/см<sup>2</sup>) при различных значениях  $U$

Зависимость скорости счета  $\alpha$ -частиц от напряжения смещения показана на рис. 2. Суммирование импульсов выполнялось в интервале каналов анализатора, соответствующем диапазону значений энергии 5,3–5,6 МэВ.

Учет ионизационных потерь  $\alpha$ -частиц показывает, что этот энергетический диапазон соответствует толщине нечувствительного слоя Si  $\cong 1$  мкм, которая сравнима с толщиной слоя Al  $\cong 200$  мкг/см<sup>2</sup>. Напряжение, при котором скорость счета выходила на плато насыщения, считалось напряжением полного обеднения  $U_0$ . Для исследуемых Si(Au)-ППД величина  $U_0$  составила 90 В. Отметим, что полное собирание заряда по всей поверхности тыльного контакта (см. рис. 1) достигается при напряжении  $U = 120$  В. Следовательно, при эксплуатации телескопических Si(Au)-ППД желательно, чтобы нижняя граница диапазона рабочих напряжений этих детекторов превышала эту величину.

Основным критерием оценки спектрометрических свойств ППД служит зависимость энергетического разрешения  $\Delta E$  от обратного напряжения. Соответствующие характеристики (рис. 3) для исследуемых образцов с различными контактами измерялись с помощью  $\alpha$ -источника <sup>238</sup>Pu. Видно, что резкое ухудшение  $\Delta E$  для Si(Au)-детекторов с омическим контактом Ge + Al (кривая 1) начинается сразу после выхода объемного заряда на заднюю сторону детектора ( $U = 40$  В), а для детекторов с алюминиевым контактом

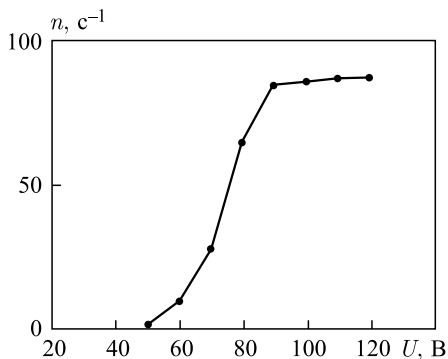


Рис. 2. Зависимость скорости счета  $\alpha$ -частиц (<sup>238</sup>Pu) от напряжения смещения при облучении Si(Au)-ППД со стороны омического контакта (Al толщиной  $\cong 200$  мкг/см<sup>2</sup>)

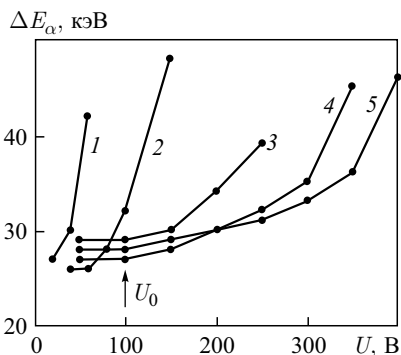


Рис. 3. Зависимость энергетического разрешения от напряжения смещения для Si(Au)-детекторов с различными омическими контактами: 1 — Ge + Al; 2 — Al (40 мкг/см<sup>2</sup>); 3 — Al (100 мкг/см<sup>2</sup>); 4 — Al (150 мкг/см<sup>2</sup>); 5 — Al (200 мкг/см<sup>2</sup>)

толщиной  $\cong 40 \text{ мкг/см}^2$  (кривая 2) — при величине напряжения  $U = 100 \text{ В}$ , которая незначительно превышает напряжение полного обеднения  $U_0$ .

Такое ухудшение разрешения объясняется инжекцией дырок со стороны омического контакта в чувствительную область, что является причиной отсутствия участка насыщения для этих двух случаев. В то же время для детекторов с толщинами омических контактов, большими  $40 \text{ мкг/см}^2$  (кривые 3–5), диапазоны рабочих напряжений достаточно протяженны, и поэтому эти детекторы могут надежно эксплуатироваться без заметного ухудшения разрешения  $\Delta E$  при напряжениях, в 2–4 раза превышающих  $U_0$ .

На основании полученных результатов при изготовлении светосильных поверхностно-барьерных детекторов ( $8 \text{ см}^2$ ) с протяженной чувствительной областью (100–1500 мкм), предназначенных для комплектации многослойных спектрометров, в качестве омического контакта напылялся алюминий толщиной  $200 \text{ мкг/см}^2$ . В результате была обеспечена работоспособность детекторов при напряжениях, в 2–3 раза превышающих напряжение полного обеднения, что заметно улучшает сбор заряда и форму импульса на выходе с детектора. Созданные по разработанной технологии телескопические Si(Au)-ППД использовались в экспериментах на ускорителях ПИЯФ РАН, ИЯИ РАН, LANL (Лос-Аламос), CELSIUS (Уппсала) без заметного изменения своих параметров.

**1.3. Si(Li)-детекторы с тонкими нечувствительными слоями.** Спектрометрические характеристики ППД-телескопа на основе Si(Li)-детекторов в значительной степени определяются толщинами их мертвых слоев

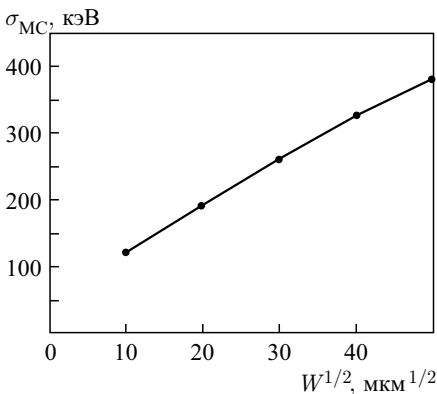


Рис. 4. Расчетная зависимость энергетического разрешения телескопа из кремниевых детекторов от величины  $W^{1/2}$

( $w_{МС}$ ) [21]. В качестве иллюстрации на рис. 4 представлена расчетная зависимость энергетического разрешения ( $\sigma_{МС}$ ) телескопа из кремниевых детекторов толщиной 3 мм с «мертвыми» слоями 0,1–1,2 мм от величины  $W^{1/2}$ , где  $W = \sum w_{МС}$  — сумма толщин мертвых слоев детекторов, проходимых частицей до полной остановки. Рассматривался случай регистрации однозарядных частиц ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ) с энергией в диапазоне от 50 до 100 МэВ. Видно, что величина разрешения практически линейно растет с увеличением  $W^{1/2}$ .

При изготовлении стандартных детекторов с помощью диффузии Li [65–67] основной вклад в величину мертвого слоя дает глубина залегания  $p$ - $n$ -перехода, которая составляет 300–500 мкм. Например, для телескопа,

состоящего из 10 Si(Li)-детекторов ( $w_{MC} = 300$  мкм, разрешение 50 кэВ), вклады в его суммарное разрешение от шумов детекторов и от потерь в мертвых слоях составят соответственно  $\sim 160$  и 500 кэВ. Поэтому для реализации высоких спектрометрических характеристик полупроводниковых спектрометров возникла необходимость создания Si(Li)-детекторов с тонкими (10–50 мкм) мертвыми литиевыми слоями. При этом с целью уменьшения контактных шумов и улучшения энергетического разрешения желательно было сохранить высокую поверхностную концентрацию Li в  $n$ -слое [67].

К настоящему времени известны различные способы изготовления тонких диффузионных слоев. Так, в работе [72] для получения слоя толщиной 20 мкм диффузия Li проводилась при температуре 180 °С, однако при этом концентрация примеси на поверхности резко снижалась. Это вело к увеличению контактных шумов, ухудшению качества  $p$ - $n$ -перехода и, следовательно, энергетического разрешения ППД. В работе [73] использовался лазерный нагрев поверхности. Такой способ позволяет получать мертвый слой порядка 0,1 мкм, но с помощью лазерного луча технически сложно было равномерно прогреть площадь больше 1 см<sup>2</sup>. Небольшую глубину залегания  $p$ - $n$ -перехода или омического контакта можно создать ионным внедрением легирующей примеси [74]. Недостатком этого метода является необходимость отжига радиационных дефектов при температурах выше 400 °С. При таких температурах высокий коэффициент диффузии Li приводит к «разгонке» лития по всему образцу, резкому уменьшению его концентрации в диффузионном слое и, как следствие, к ухудшению диодных характеристик [75].

Для решения этих проблем был разработан способ проведения диффузии Li в условиях импульсного теплового излучения с целью формирования тонких нечувствительных литиевых слоев [23]. Для создания Si(Li)-детекторов большой площади ( $\sim 10$  см<sup>2</sup>) такой подход, возможно, является единственным, позволяющим получать тонкие однородные слои.

Для снижения глубины диффузии и получения распределения концентрации примеси с резким спадом осуществляется поверхностный разогрев образца с одной стороны при одновременном охлаждении противоположной стороны. В результате сохраняются электрофизические параметры исходного материала, так как основная масса кристалла не нагревается до высоких температур. Этот метод проведения диффузии был реализован нами с помощью установки, схема которой представлена на рис. 5.

Образцы помещались в установку после напыления на их поверхность лития в вакууме. Нагреватель в виде молибденовой или танталовой фольги (размер 10 × 10 см) использовался как тепловой излучатель. Температура нагревателя может достигать 2000 °С, что дает возможность прогревать тепловым излучением поверхность образца до температур  $T \geq 700$  °С. Подбирая длительность и скважность импульсов излучения, при этом охлажда

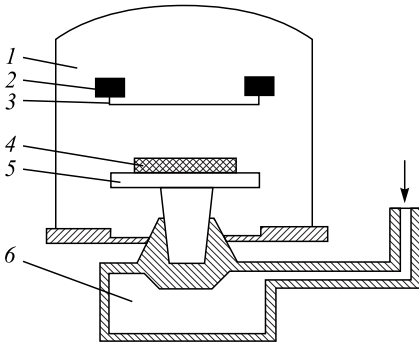


Рис. 5. Схема установки для проведения диффузии лития с помощью тепловых импульсов: 1 — вакуумный объем; 2 — электрические вводы; 3 — излучатель; 4 — образец; 5 — охлаждаемая подложка; 6 — объем для заливки жидкого азота

подложку 5, на которой размещается детектор 4, можно прогреть только приповерхностный слой кристалла.

В результате такого подхода возникает температурный градиент, при котором коэффициент диффузии лития от поверхности в объем образца уменьшается. Температуру поверхности можно также регулировать изменением температуры излучателя или изменением расстояния между излучателем и подложкой ( $r$ ). На рис. 6 показана зависимость максимальной температуры поверхности подложки (измеренной термопарой) от длительности одиночных импульсов теплового излучения ( $t$ ). Также показано изменение этой величины от расстояния  $r$  при различных величинах  $t$ . В этих измерениях температура танталового излучателя составила  $\sim 1500^\circ\text{C}$ .

Таким образом, изменение температурного градиента в приповерхностном слое образца позволяет получить требуемый профиль распределения Li. Один из примеров распределения концентрации Li в Si, полученный разработанным методом, представлен на рис. 7. Распределение получено путем измерения поверхностной проводимости методом последовательного шлифа. Для сравнения на том же рисунке показано расчетное распределение концентрации при равномерном нагреве. Видно, что по сравнению с традиционной технологией глубина залегания  $p$ - $n$ -перехода, полученного диффузией Li при наличии температурного градиента, на порядок величины меньше. Кроме того, возрастает поверхностная концентрация примеси лития вследствие более высокой температуры поверхности кристалла [76].

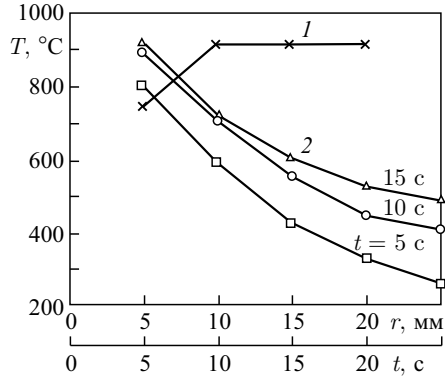


Рис. 6. Зависимость максимальной температуры подложки: 1 — от длительности  $t$  одиночных импульсов теплового излучения при расстоянии излучатель–подложка  $r = 5$  мм; 2 — от расстояния  $r$  при различных значениях  $t$

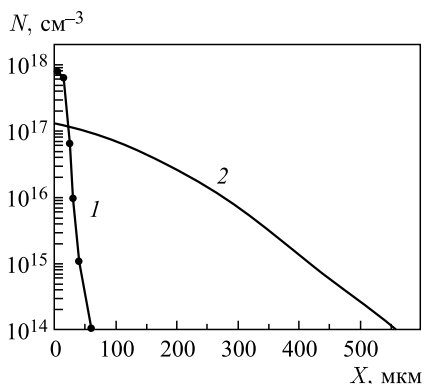


Рис. 7. Распределение концентрации Li в Si после диффузии: 1 — нагрев тремя импульсами (длительность 15 с, скважность 5 мин,  $r = 5$  мм); 2 — нагрев при  $T = 360^\circ\text{C}$  в течение 20 мин (расчет)

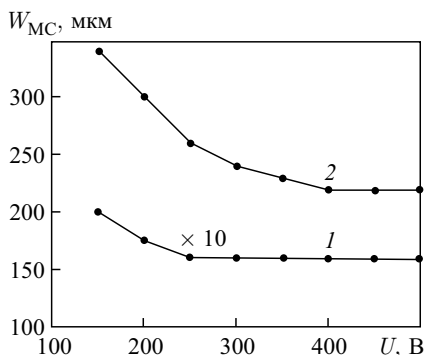


Рис. 8. Зависимость толщины нечувствительной области Si(Li)-детектора от приложенного напряжения: 1 — детектор с резким  $p$ - $n$ -переходом (измерение с помощью  $\alpha$ -частиц); 2 — детектор с обычным диффузионным переходом (измерение с помощью электронов)

Подтверждением образования резкой границы между чувствительной областью и мертвым слоем может служить зависимость толщины нечувствительной области детекторов от величины обратного напряжения (рис. 8). Видно, что кривая 1 гораздо резче выходит на насыщение для детектора, полученного диффузией с помощью импульсов теплового излучения, чем для детектора, имеющего обычный диффузионный переход (кривая 2).

Для демонстрации преимуществ предложенного способа диффузии лития у двух Si(Li)-детекторов, изготовленных по стандартной технологии, полностью удалялся мертвый литиевый слой. После обезжиривания и травления на подготовленную поверхность проводилось напыление Li в вакууме. Затем образец переносился в установку (см. рис. 5). После напыления контактов детекторы ставились на выравнивающий дрейф до полного насыщения вольт-фарадной характеристики. В табл. 1 представлены значения разрешения изготовленных Si(Li)-детекторов, измеренные при  $T = 20^\circ\text{C}$  с помощью источника электронов внутренней конверсии (ЭВК)  $^{207}\text{Bi}$  ( $E \sim 1$  МэВ), где

Таблица 1. Энергетическое разрешение Si(Li)-ППД при регистрации ЭВК  $^{207}\text{Bi}$

$S, \text{cm}^2$	$\Delta E, \text{кэВ}$ ( $T = 20^\circ\text{C}$ )	
	Стандартная технология	Разработанная технология
1	27	14
8	65	30

$S$  — чувствительная площадь детектора. Из табл. 1 следует, что увеличение концентрации лития на поверхности контакта привело к значительному улучшению энергетического разрешения. При этом значения разрешения созданных детекторов соответствуют лучшим образцам Si(Li)-ППД, изготовленным с помощью диффузии Li при равномерном нагреве [67].

Измерения с помощью  $\alpha$ -частиц толщин диффузионных слоев у детекторов с резкими  $p$ - $n$ -переходами показали (рис. 9), что  $w_{MC}$  не превышают 20–40 мкм при неоднородности не более 1 мкм. Очень важно отметить, что характеристики детекторов были стабильны в течение десяти лет использования в экспериментах.

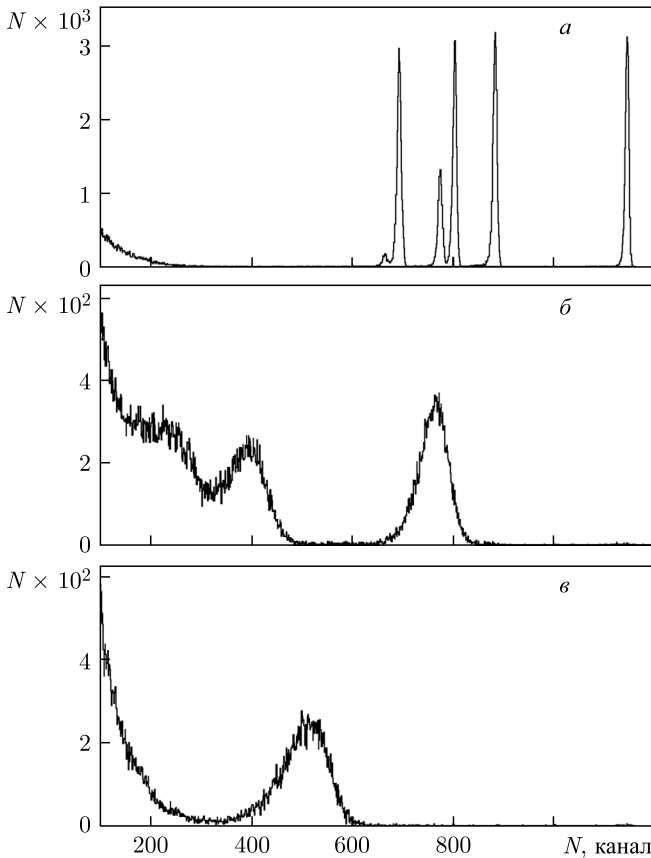


Рис. 9. Спектры  $\alpha$ -частиц  $^{226}\text{Ra}$ , зарегистрированные двумя Si(Li)-детекторами с тонкими «мертвыми» слоями ( $U = 500$  В): облучение переднего контакта (а); измерения со стороны тыльных контактов детекторов при  $w_{MC} = 18$  мкм (б) и 27 мкм (в)

Отметим, что тонкие нечувствительные слои Si(Li)-детекторов можно получать только на образцах кремния с уже компенсированной литием областью. Это связано с невозможностью осуществить дрейф Li и, соответственно, компенсацию на всю глубину образца из тонкого диффузионного литиевого слоя.

**1.4. Детекторы из нейтронно-легированного кремния.** При создании широкого класса экспериментальных установок для исследований в области как низких, так и высоких энергий требуются кремниевые детекторы большой площади ( $\sim 10 \text{ см}^2$ ) с толщиной чувствительной области 0,5–1,5 мм. Примером таких приборов являются созданные нами ППД-спектрометры низкоэнергичных  $\pi^\pm$ -мезонов [45, 48]. Как будет показано ниже, использование в спектрометре детекторов с указанными геометрическими параметрами необходимо для достижения высокой точности измерений. Естественным решением проблемы комплектации «пионного» спектрометра было использование наиболее простых и надежных в изготовлении поверхностно-барьерных детекторов из кремния  $n$ -типа проводимости. Сдерживающим фактором в развитии полупроводниковой спектрометрии длиннопробежных частиц являются технологические трудности в выращивании высокоомных ( $\rho > 5 \text{ кОм} \cdot \text{см}$ ) монокристаллов  $n$ -кремния диаметром более 40 мм с необходимыми электрофизическими параметрами для изготовления качественных детекторов.

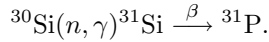
Монокристаллический кремний с минимальным содержанием примесей в настоящее время получают методом бестигельной зонной плавки [77]. Этим способом возможно получение монокристаллов  $p$ -типа проводимости диаметром 50 мм с удельным сопротивлением  $\rho \geq 10 \text{ кОм} \cdot \text{см}$  и временем жизни неосновных носителей заряда  $\tau_{\text{ннз}} \sim 1 \text{ мс}$ . Однако такой материал практически не используется в технологии создания Si-детекторов. Наиболее часто кремниевые детекторы изготавливаются из кремния  $n$ -типа, а для получения литий-дрейфовых детекторов используется кремний  $p$ -типа со значительно меньшим удельным сопротивлением ( $\leq 1 \text{ кОм} \cdot \text{см}$ ) [67]. В то же время получение монокристаллов  $n$ -кремния с  $\rho > 2 \text{ кОм} \cdot \text{см}$  и  $\varnothing > 40 \text{ мм}$  связано с металлургическими трудностями в обеспечении требуемой точности дозировки и однородности распределения донорной примеси [77]. Поэтому возможности для получения такого материала металлургическим способом крайне ограничены.

Нами был разработан метод получения высокоомного  $n$ -кремния путем перекомпенсации  $p$ -кремния при облучении тепловыми нейтронами и использования полученного материала для создания телескопических Si(Au)-детекторов [22, 24].

Одним из способов получения высокоомных кристаллов  $n$ -типа проводимости является метод нейтронного легирования [78], в котором легирующие примеси не вводятся в исходный материал извне, а образуются в процессе облучения непосредственно из атомов легируемого материала. В основе ме-



тогда лежит реакция захвата медленных нейтронов изотопом  $^{30}\text{Si}$ , который превращается в  $\beta$ -активный изотоп  $^{31}\text{Si}$ , распадающийся ( $T_{1/2} = 2,6$  ч) с образованием стабильного ядра  $^{31}\text{P}$  (донорной примеси) по схеме



Вследствие достаточно малого сечения реакции ( $\cong 0,11$  б) и равномерного распределения изотопа  $^{30}\text{Si}$  (содержание в естественной смеси 3,05 %) в объеме кристалла легирующая примесь фосфора, являющегося типичным донором, также распределяется с высокой степенью однородности ( $< 1\%$ /см).

При ядерном легировании помимо образования  $^{31}\text{P}$  могут происходить и другие ядерные реакции. В работе [78] приведены результаты оценки относительной эффективности всех возможных реакций в Si с учетом реального энергетического спектра реакторных нейтронов, а также данные о пороговых энергиях и сечениях соответствующих реакций. Показано, что изменение свойств кремния при нейтронном легировании можно практически целиком связать с образованием фосфора. При этом прекрасное совпадение измеренной и вычисленной концентраций носителей, показанное в [78], подтверждает этот вывод по крайней мере для кремния, выращенного методом бестигельной зонной плавки.

Что касается наведенной радиоактивности, то в большинстве представляющих практический интерес случаев она спадает за несколько дней до уровня, позволяющего работать с радиационно-легированным кремнием как со стабильным материалом.

Концентрация вводимой примеси фосфора  $N_d$  прямо пропорциональна исходной концентрации  $N_0$  изотопа  $^{30}\text{Si}$ , сечению активации  $\sigma$ , плотности потока медленных нейтронов  $\varphi$  и времени облучения  $t$ :

$$N_d = N_0 \sigma \varphi t. \quad (2)$$

При наличии источника медленных нейтронов, позволяющего с хорошей точностью дозировать степень облучения образцов, можно получать кремний с заранее заданной степенью компенсации. Следовательно, в технологии изготовления детекторов предложенный метод следует рассматривать как альтернативный процессу дрейфа ионов лития для получения высокоомного кремния и изготовления из него детекторов с толщинами чувствительной области 0,5–1,5 мм.

При нейтронном легировании в кристаллах образуется значительное количество радиационных дефектов, которые существенно изменяют электрофизические свойства кремния. Это связано с тем, что концентрация и подвижность носителей чувствительны к наличию дефектов в материале [79]. Количество радиационных дефектов можно уменьшить отжигом кристаллов

Таблица 2. Характеристики Si-монокристаллов и изготовленных ППД

№ образца	$D$ , мм	$\rho_1$ , кОм·см	$\Phi$ , $10^{16}$ см $^{-2}$	$\rho_2$ , кОм·см	$\Delta E_\alpha$ , кэВ
1	24	8,0	4,3	0,8	18
2	28	30,0	4,3	0,7	20
3	26	35,0	1,2	4,0	20
4	29	2,7	3,1	130,0	23

при различных температурных режимах, зависящих в основном от энергетического спектра и величины интегрального потока нейтронов [78].

На первом этапе работ изучалась принципиальная возможность применения нейтронно-легированного кремния (НЛК) при изготовлении детекторов для традиционной спектрометрии ядерных излучений [22].

В качестве исходного материала использовались четыре монокристалла  $p$ -кремния, выращенные методом бестигельной зонной плавки. Удельное сопротивление ( $\rho_1$ ) исходного кремния ( $p$ -типа) измерялось четырехзондовым методом и уточнялось по вольт-фарадным характеристикам  $p$ - $n$ -переходов, полученных напылением алюминия на травленную неокисленную поверхность. Удельное сопротивление отобранных для облучения образцов  $\rho_1$  и их диаметры  $D$  представлены в табл. 2 (толщина образцов составляла 1 мм). Время жизни неосновных носителей заряда ( $\tau_{\text{ннз}}$ ) определялось методом переходных характеристик [80].

Облучение кристаллов кремния проводилось в вертикальном экспериментальном канале тепловой колонны реактора НИЯУ МИФИ. Параметры потока нейтронов в этом канале являются одними из лучших для этой цели: малая примесь быстрых нейтронов (кадмиевое отношение, измеренное по золоту, равно 1 : 500), довольно широкая область плато (10–15 см) практически постоянного (с точностью 2 %) по высоте канала потока нейтронов.

Эти параметры являются наиболее существенными при легировании, так как для равномерного введения фосфора необходимо обеспечить равномерность потока нейтронов через объем кристалла и свести к минимуму радиационные нарушения, вызываемые в кристалле быстрыми нейтронами. Плотность потока нейтронов составляла  $\sim 2 \cdot 10^{11}$  см $^{-2} \cdot$  с $^{-1}$ , время облучения кристаллов  $\sim 10$  ч. Сравнительно малая плотность потока нейтронов оказалась очень удобной, так как позволяла дозировать интегральный поток  $\Phi$  с большой точностью.

Расчет времени облучения проводился по формуле (2), из которой следует, что при  $N_0 = 1,556 \cdot 10^{21}$  см $^{-3}$  и  $\sigma \cong 0,11$  б концентрация атомов фосфора определяется следующим выражением:

$$N_d \cong 1,7 \cdot 10^{-4} \varphi t. \quad (3)$$

Отжиг радиационных дефектов в облученных образцах проводился на воздухе при температуре 500–900 °С в течение 1–3 ч. Результаты измерений удельного сопротивления образцов, отожженных в разных режимах, показывают, что практически полный отжиг радиационных нарушений с хорошей воспроизводимостью значений  $\rho_2$  происходит при температуре 600–800 °С в течение 1–2 ч, что согласуется с данными работ [78, 81].

Параметры облученных и отожженных образцов кремния контролировались по описанному выше методикам. Si(Au)-детекторы изготавливались по стандартной технологии для *n*-кремния [66]. В табл. 2 представлены характеристики Si-монокристаллов и изготовленных из них ППД с чувствительной площадью  $S = 1 \text{ см}^2$ , включая энергетическое разрешение  $\Delta E_\alpha$  при регистрации  $\alpha$ -частиц  $^{238}\text{Pu}$ , которое для всех образцов близко к 20 кэВ.

Как результат, имеющий самостоятельное значение, отметим получение образца с удельным сопротивлением  $\rho_2 \cong 130 \text{ кОм} \cdot \text{см}$ , пригодного для изготовления Si(Au)-детектора с большой толщиной чувствительной области.

Детекторы, изготовленные из нейтронно-легированного кремния, использовались для спектрометрии  $\alpha$ -частиц, электронов внутренней конверсии и измерения энергии тяжелых ионов [22]. На рис. 10 представлены аппаратные спектры, демонстрирующие возможности изготовленных детекторов.

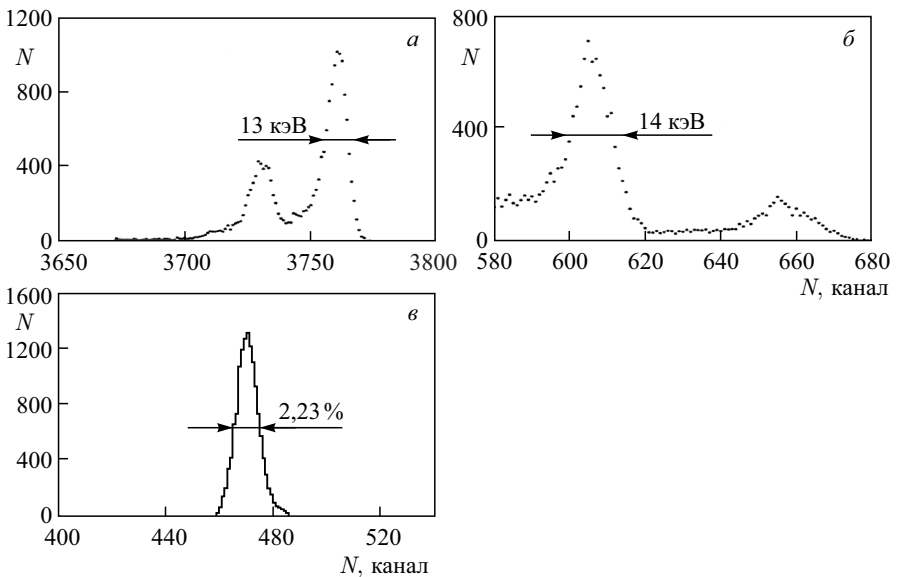


Рис. 10. Спектры, измеренные Si(Au)-детекторами из нейтронно-легированного кремния: а) спектр  $\alpha$ -частиц  $^{238}\text{Pu}$ , ППД изготовлен из образца № 1,  $U = 150 \text{ В}$ ; б) спектр ЭВК  $^{207}\text{Bi}$ , ППД изготовлен из образца № 4,  $U = 400 \text{ В}$ ; в) спектр ионов  $^{136}\text{Xe}$  с энергией 120 МэВ (разрешение пучка 0,3 %), ППД изготовлен из образца № 2,  $U = 300 \text{ В}$

Спектр, представленный на рис. 10, *a*, показывает, что при регистрации  $\alpha$ -частиц легированные ППД (образец № 1,  $S = 0,2 \text{ см}^2$ ) позволяют достичь разрешения, близкого к предельному. На рис. 10, *б* в спектре электронов внутренней конверсии  $^{207}\text{Bi}$  отчетливо выделены линии, соответствующие конверсии на *K*- и *L*-оболочках. Чувствительная площадь детектора № 4 равна  $1 \text{ см}^2$ . Сравнительно низкое удельное сопротивление и его высокая однородность позволили получить на образце № 2 ( $S = 2 \text{ см}^2$ ) значительную напряженность электрического поля ( $\sim 3 \text{ В/мкм}$ ) и высокое энергетическое разрешение при регистрации тяжелых ионов (рис. 10, *в*).

Измерения времени жизни неосновных носителей заряда показали, что при одинаковых условиях отжига этот параметр у контрольных (необлученных) образцов уменьшился примерно в два раза, а у облученных — более чем на порядок. Это связано с тем, что отжиг радиационных дефектов происходит при достаточно высокой температуре, когда на свойства нейтронно-легированного кремния влияют сами условия термообработки (температура, время, среда отжига и технологическая оснастка). Поэтому в дальнейшем для получения лучших времен жизни соблюдались условия отжига, близкие по стерильности к условиям выращивания монокристаллов [77].

Практически одновременно с нашими исследованиями, направленными на изучение возможности использования НЛК для изготовления детекторов ядерных излучений, в ряде работ [82–84] также было показано, что этот метод позволяет получать кремний *n*-типа с удельным сопротивлением от 5 до 150  $\text{кОм} \cdot \text{см}$  и достаточно высоким временем жизни. Недостатком этих исследований являлось то, что они проводились на образцах, размер чувствительной площади которых не превышал  $1 \text{ см}^2$ . Поэтому целью дальнейших исследований стало создание Si(Au)-детекторов из нейтронно-легированного кремния *n*-типа большого диаметра с высоким удельным сопротивлением [24].

В качестве исходного материала были выбраны два монокристалла кремния *p*-типа  $\varnothing 40 \text{ мм}$ , с удельным сопротивлением  $\approx 20 \text{ кОм} \cdot \text{см}$  и временем жизни  $\tau_{\text{ннз}} \sim 500 \text{ мкс}$ . Удельное сопротивление образцов определялось с помощью четырехзондовых измерений из вольт-фарадных характеристик *p*–*n*-переходов, изготовленных по стандартной технологии, а также с помощью установки для измерения микрораспределения  $\rho$  ASR-100C [85]. Этот прибор обладает разрешающей способностью  $10 \text{ мкм}$ , точностью 1% (минимальная величина измеряемой неоднородности) в диапазоне  $0,001$ – $10 \text{ кОм} \cdot \text{см}$  для кремния *n*-типа и, соответственно,  $0,001$ – $50 \text{ кОм} \cdot \text{см}$  для кремния *p*-типа. Параметр  $\tau_{\text{ннз}}$  определялся методом переходных характеристик.

Известно [78], что параметры отжига радиационных дефектов после нейтронного легирования существенно образом сказываются на свойствах нейтронно-легированного кремния. С целью изучения влияния этого процесса на неоднородность  $\rho$  часть образцов перед облучением подвергалась обработке

Таблица 3. Параметры образцов нейтронно-легированного кремния

Параметр	Значение параметра		Отношение
	До отжига	После отжига	
Образец № 1			
$\rho$ , кОм · см	14	16	1,14
$\delta\rho$ , %	69	20	0,29
$\delta\rho^M$ , %	18	4	0,22
Образец № 2			
$\rho$ , кОм · см	27	28	1,04
$\delta\rho$ , %	58	27	0,47
$\delta\rho^M$ , %	16	9	0,56

при  $T = 800^\circ\text{C}$  в течение 1 ч на воздухе. В табл. 3 для двух образцов из разных кристаллов представлены значения среднего удельного сопротивления  $\rho$ , его неоднородности  $\delta\rho$  и ее микросоставляющей  $\delta\rho^M$  до отжига и после него. Представленные результаты определялись из микрораспределений  $\rho$ , которые измерялись с шагом 100 мкм по фиксированному радиальному направлению на исходном и отожженном образце. Неоднородность  $\delta\rho$  оценивалась по формуле для относительного среднеквадратичного отклонения измеряемого параметра  $\rho$ . Величина  $\delta\rho^M$  рассчитывалась как среднее значение величин  $\delta\rho$  на участках длиной 1 мм. На рис. 11 показаны микрораспределения до и после отжига.

Видно, что отжиг сглаживает распределения, при этом уменьшается как макро-, так и микроразброс удельного сопротивления. Этот результат указывает на улучшение однородности распределения электроактивных примесей в используемом нами материале после высокотемпературной обработки, что, как будет показано ниже, отражается и на параметрах облученного кремния.

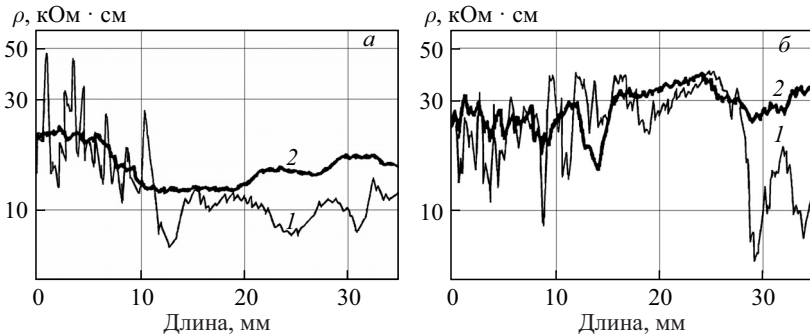


Рис. 11. Микрораспределения удельного сопротивления, полученные до (кривая 1) и после отжига (кривая 2) на образцах № 1 (а) и № 2 (б)

Облучение кристаллов большого диаметра также проводилось в вертикальном экспериментальном канале реактора МИФИ. Облученные образцы отжигались в одном из двух режимов: на воздухе при температуре 800 °С в течение 1 ч либо в смеси кислорода и аргона, насыщенной парами четыреххлористого углерода, при 650 °С в течение 2 ч. Отжиг в атмосфере хлора применялся для улучшения времени жизни  $\tau_{\text{HНЗ}}$  [86, 87]. При отжиге образцов в хлоросодержащей среде предотвращается их загрязнение извне неконтролируемыми примесями, которые наряду с примесными атомами приводят к возникновению рекомбинационных центров и микродефектов, что ухудшает  $\tau$ . Перед каждым отжигом и облучением пластины подвергались травлению в полирующем составе, промывались деионизованной водой и стерильно упаковывались в фольгу из алюминия особой чистоты.

В табл. 4 представлены исходные значения удельного сопротивления и его неоднородности ( $\rho_1, \delta\rho_1$ ), эти же параметры после облучения и отжига ( $\rho_2, \delta\rho_2$ ), а также величины интегрального потока тепловых нейтронов  $\Phi$ .

Из облученных и отожженных образцов были изготовлены поверхностно-барьерные детекторы, на которых наряду с измерением их стандартных характеристик определялись величины  $\rho_2$  и  $\delta\rho_2$ . Для этого Si(Au)-детекторы сканировались со стороны тыльного контакта коллимированным источником  $\alpha$ -частиц (диаметр коллиматора 4 мм) с шагом 4 мм на  $\varnothing$  36 мм в двух взаимно-перпендикулярных направлениях. Для каждой точки строилась зависимость эффективности регистрации  $\alpha$ -частиц от напряжения смещения, из которой определялось минимальное и максимальное напряжение полного обеднения на данном участке детектора. Далее из соотношения для толщины  $W$  чувствительной области Si(Au)-детекторов [65]

$$W[\text{мкм}] \cong 0,53(\rho U)^{1/2} \quad (4)$$

( $U$  [В] — напряжение смещения,  $\rho$  выражено в Ом·см) вычислялись соответствующие значения удельного сопротивления. Необходимо отметить, что для образца №1 величины  $\rho_2$  (6 кОм·см) и  $\delta\rho_2$  (27%), определен-

Таблица 4. Параметры Si-образцов, величины  $\Phi$  и разрешение детекторов

№ образца	$\rho_1$ , кОм·см (p-тип)	$\delta\rho_1$ , %	$\Phi$ , $10^{15}$ см <sup>-2</sup>	$\rho_2$ , кОм·см (n-тип)	$\delta\rho_2$ , %	$\delta\rho_2/\delta\rho_2^p$	$\Delta N_2/\Delta N_2^p$	$\Delta E$ , кэВ			
								$T = 20^\circ\text{C}$		$T = -197^\circ\text{C}$	
								$\alpha^*$	$\beta^*$	$\alpha^*$	$\beta^*$
1	28	65	7,0	6	27	0,20	0,40	30	24	—	—
2	18	56	5,5	16	58	0,33	0,38	35	28	18	2,5
3	16	67	5,5	27	62	0,33	0,17	40	35	—	—
4	23	53	4,0	56	58	0,34	0,16	45	40	18	2,4

\*Значения  $\Delta E$  получены с помощью источников  $\alpha$ -частиц <sup>226</sup>Ra ( $\alpha$ ) и ЭВК <sup>207</sup>Bi ( $\beta$ ).

ные с помощью  $\alpha$ -источника, согласуются со значениями, полученными на ASR-100C ( $\rho_2 = 5,6$  кОм·см,  $\delta\rho_2 = 32\%$ ), что свидетельствует о корректности методики.

Из табл. 4 видно, что величины  $\delta\rho_2$  оказались меньше, чем ожидаемые значения неоднородности удельного сопротивления ( $\delta\rho_2^p$ ), которые рассчитывались как сумма максимальных отклонений удельного сопротивления в кремнии  $n$ - и  $p$ -типов от  $\rho = 240$  кОм·см. Там же для сравнения представлено отношение полученных абсолютных разбросов концентрации носителей заряда к ожидаемым величинам —  $\Delta N_2/\Delta N_2^p$ . Полученный эффект сглаживания  $\rho$  привел к тому, что все образцы из табл. 4 оказались  $n$ -типа проводимости. В то же время из неоднородности  $\rho$  исходного материала следует, что они должны обладать смешанной проводимостью.

Таким образом, в результате облучения и отжига происходит выравнивание неоднородности распределения примесей относительно исходного кремния, что позволяет получить Si с удельным сопротивлением  $\rho$  выше, чем у исходного, вплоть до значений, близких к кремнию с собственной проводимостью. Природа рассматриваемого явления пока неясна. Для выяснения его механизма необходимо более детальное исследование кинетики формирования микрон неоднородностей удельного сопротивления как исходного материала, так и монокристаллов, прошедших облучение и отжиг.

Измерения времени жизни  $\tau_{\text{HНЗ}}$  показали, что после отжига на воздухе этот параметр в контрольных (необлученных) образцах уменьшился в 1,5 раза, а в облученных и отожженных — в 2 раза. В то же время для облученных шайб, прошедших термическую обработку в атмосфере хлора, значения  $\tau_{\text{HНЗ}}$  оказались сравнимыми с исходными, что согласуется с результатами работы [87].

Детекторы, изготовленные из нейтронно-легированного кремния, имели диаметр чувствительной области 32 мм и толщины 0,5–1,5 мм. Поскольку Si(Au)-детекторы предназначались для регистрации длиннопробежных частиц, то особое внимание было уделено их работе в режиме полного обеднения. Исследования показали, что при изготовлении детекторов с омическим контактом из Al толщиной 200 мкг/см<sup>2</sup> их можно эксплуатировать при напряжении смещения, в 2–3 раза превышающем  $U_0$ -напряжение полной «растяжки».

Энергетическое разрешение детекторов (см. табл. 4) определялось с помощью источников  $\alpha$ -частиц ( $\Delta E_\alpha$ ) и ЭВК ( $\Delta E_\beta$ ). Для двух образцов измерения также проводились в криостате при температуре жидкого азота. Отметим, что в аппаратурных спектрах Si(Au)-детекторов, полученных при разных напряжениях и температурах, не было обнаружено аномалий [84] (дополнительных пиков со стороны меньших энергий).

Приведенные значения энергетического разрешения детекторов сравнимы с величинами  $\Delta E$  лучших детекторов различных типов той же площади,

изготовленных из обычного кремния по стандартной технологии. Высокое энергетическое разрешение, а также большой диапазон рабочих напряжений этих детекторов указывают на необходимую однородность электрофизических параметров полученного материала.

**1.5. Детекторы из сверхчистого германия.** В начале 80-х гг. прошлого столетия произошли значительные изменения в области разработки детектирующих систем на основе ППД. Наиболее примечательные достижения были связаны с появлением кремниевых микростриповых детекторов и прогрессом в изготовлении детекторов из сверхчистого германия (HPGe).

Высокая чистота HPGe (разностная концентрация акцепторных и донорных примесей  $|N_a - N_d| \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ), а также прогресс в производстве кристаллов большого диаметра [88, 89] позволили приступить к изготовлению светосильных детекторов с высокими спектрометрическими характеристиками [90, 91]. К середине 80-х гг. прошлого века в каталогах зарубежных фирм [92] уже были представлены коммерческие образцы коаксиальных детекторов с чувствительным объемом  $\sim 100 \text{ см}^3$  и планарных детекторов толщиной  $\sim 10 \text{ мм}$  с рабочей площадью  $\sim 10 \text{ см}^2$ . На основе HPGe-детекторов в зарубежных научных центрах было создано большое число экспериментальных установок для решения широкого круга физических задач [12, 14, 17, 18]. К преимуществам таких детекторов по сравнению с германий-литиевыми детекторами (Ge(Li)) следует отнести возможность хранения при комнатной температуре, существенно меньшее время изготовления и возможность многократного проведения отжига радиационных повреждений при температуре  $\sim 200^\circ\text{C}$ .

Из-за высокой стоимости импортного материала в нашей стране в течение длительного периода HPGe-детекторы не выпускались. В конце 1980-х гг. на Красноярском заводе цветных металлов (КЗЦМ) были выращены монокристаллы HPGe с  $\varnothing \sim 40 \text{ мм}$  и с разностной концентрацией  $\sim 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . В рамках сотрудничества ОИЯИ–КЗЦМ это достижение позволило приступить к разработке HPGe-детекторов с параметрами [33] на уровне лучших зарубежных аналогов. В качестве примера на рис. 12 представлены спектры, измеренные с помощью таких детекторов с различными геометрическими размерами ( $S$  — рабочая площадь,  $W$  — чувствительная толщина).

Многокристалльные установки, состоящие из HPGe-детекторов, наиболее часто используются в двух областях экспериментальной ядерной физики. Первая — спектрометрия частиц в режиме совпадения. Примерами таких установок являются спектрометры TGV для изучения редких ядерных процессов [18] (двойного бета-распада, двойного электронного захвата). Исследуемые в этих экспериментах изотопы расположены в спектрометрах в виде тонких источников электронов между планарными HPGe-ППД. Вторая область — измерение энергии длиннопробежных заряженных частиц ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $^3,^4\text{He}$ ) с энергиями до нескольких сотен мегаэлектронвольт. Примером таких спектроме-



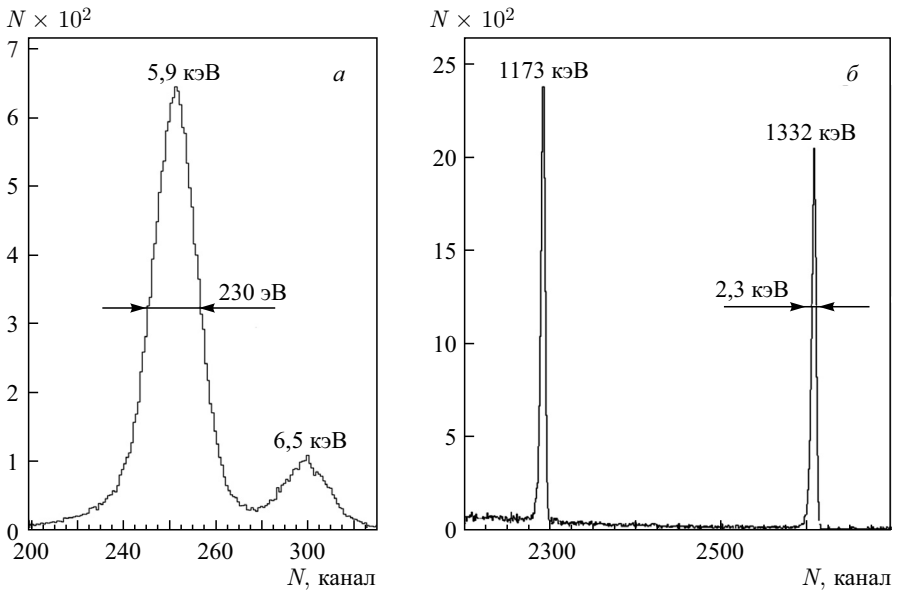


Рис. 12. Спектры  $\gamma$ -источников  $^{55}\text{Fe}$  и  $^{60}\text{Co}$ , измеренные с помощью двух HPGe-ППД толщиной 6 мм и площадью  $S = 0,5 \text{ см}^2$  (а) и  $S = 8 \text{ см}^2$  (б)

тров служат созданные нами установки [52, 53], предназначенные для мечения  $\eta$ -мезонов и поиска глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона.

В обоих случаях точность HPGe-спектрометров улучшается с уменьшением толщин нечувствительных слоев (входных окон, «мертвых» слоев) детекторов с фронтальной и тыльной сторон ( $n^+$ - и  $p^+$ -контактов). Важным фактором, влияющим на точность измерений, является также постоянство толщины «мертвого» слоя с течением времени.

Первоначально нами были созданы HPGe-детекторы по стандартной технологии [91], включающей в себя термодиффузию лития (температура  $T = 320\text{--}360^\circ\text{C}$ , время диффузии 5–10 мин) в германий  $p$ -типа проводимости для образования  $p$ - $n$ -перехода. В таком подходе глубина залегания  $p$ - $n$ -перехода (толщина «мертвого» слоя) составляет значительную величину  $\sim 1$  мм. При этом anomalously большой коэффициент диффузии лития ведет к увеличению толщины входного окна, особенно в процессе термоциклирования (охлаждения и нагревания при тестовых измерениях) детекторов. Это вызывает необходимость постоянного пребывания детекторов при температуре жидкого азота (77 K).

Для решения этой проблемы наиболее предпочтительным оказалось использование метода ионной имплантации [93] для изготовления выпрямля-

ющих и омических контактов толщиной 0,05–0,3 мкм. Ниже представлены результаты по разработке метода изготовления планарных HPGe-детекторов с тонкими входными окнами (< 0,1 мкм), полученными с помощью ионной имплантации бора и фосфора [34].

Исходным материалом для изготовления имплантированных детекторов служил монокристаллический HPGe *p*- и *n*-типа проводимости с разностной концентрацией  $|N_a - N_d| = 0,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и  $0,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  соответственно. Размеры образцов: диаметр 26 мм, толщина 3 мм (*p*-тип) и 6 мм (*n*-тип). Перед имплантацией проводилась механическая и химическая подготовка образцов, которая включала следующие этапы: вырезку охранных колец (канавок глубиной 2/3 толщины образца), последовательную шлифовку поверхностей, травление в смеси кислот HF : HNO<sub>3</sub>, обезжиривание и отмывку в деионизованной воде.

Структуры опытных образцов с имплантированными контактами показаны на рис. 13. Отметим, что непосредственно перед имплантацией кристаллы подвергались кратковременному травлению. В табл. 5 приведены параметры ионного внедрения.

Размер пучка в плоскости имплантации: ширина 10 мм (неоднородность ≤ 1%), высота 120 мм (неоднородности ≤ 10%). Для получения однородности распределения дозы по поверхности проводилось сканирование пучка за счет постоянного механического движения образцов в процессе импланта-

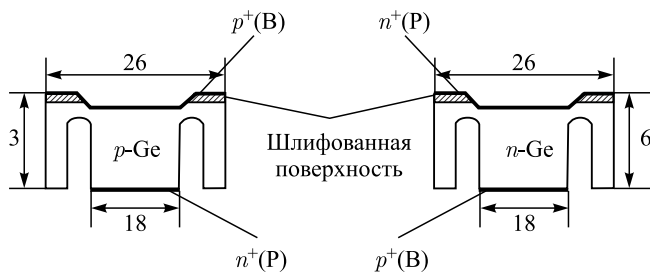


Рис. 13. Структура имплантированных HPGe-детекторов

Таблица 5. Параметры ионного внедрения

Параметр	Ион	
	Фосфор	Бор
Имплантация ионов последовательно при энергии, кэВ	35, 25	25, 17
Внедрение дозы, см <sup>-2</sup>	10 <sup>13</sup> , 10 <sup>14</sup>	10 <sup>13</sup> , 5·10 <sup>14</sup>
Ток ионного пучка, мкА	0,3	0,2

ции. Для исключения эффектов каналирования кристаллы располагались так, чтобы угол между направлением пучка и кристаллографической осью был  $8^\circ$ .

Сначала проводилось внедрение фосфора в образцы  $p$ - и  $n$ -типов проводимости. В первом случае создавался  $n^+n$ - $p$ -переход, во втором — омический  $n^+$ -контакт. После имплантации образцы помещались в водный раствор плавиковой кислоты ( $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$  (1:7)) на 15 мин для снятия окисной пленки. Отжиг радиационных дефектов выполнялся в вакууме при температуре  $T = 350^\circ\text{C}$  в течение 30 мин. Перед имплантацией бора кристаллы снова кратковременно травилась. При этом имплантированные фосфором поверхности защищались кислотостойкой пленкой. В результате внедрения ионов бора формировался омический  $p^+$ -контакт на  $p$ -типе и  $p^+p$ - $n$ -переход на  $n$ -типе. Важно отметить, что отжиг дефектов после внедрения бора не проводился. Завершающий этап изготовления ППД включал кратковременное травление охранных колец и промывку в деионизованной воде и метиловом спирте. Образцы упаковывались в капсулы, которые позволяли измерять электрические и спектрометрические характеристики детекторов при охлаждении до температуры жидкого азота.

Показателями качества ППД являются его вольт-амперная ( $U$ - $I$ ) и вольт-фарадная ( $U$ - $C$ ) характеристики (рис. 14). Видно, что полное обеднение для детекторов из  $p$ -типа наступает при  $U = 30$  В, а для ППД из  $n$ -типа при  $U = 65$  В. Измерения показали, что изготовленные детекторы выдерживают напряжения, значительно превышающие напряжения полного обеднения (в 3 раза для  $p$ -типа и в 5 раз для  $n$ -типа), без заметного ухудшения параметров.

Оценка толщин входных окон выполнялась по измерениям спектров  $\alpha$ -частиц  $^{238}\text{Pu}$  ( $E \cong 5,5$  МэВ). Облучение проводилось со стороны  $p$ - $n$ -переходов и со стороны омических контактов детекторов. Отметим, что пробег  $\alpha$ -частиц  $^{238}\text{Pu}$  в германии составляет 16 мкм. Расчетные оценки глу-

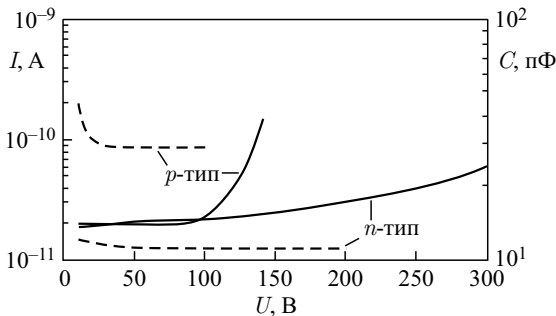


Рис. 14. Зависимости обратных токов (сплошные линии) и емкости (штриховые) имплантированных HPGe-детекторов от приложенного напряжения

Таблица 6. Энергетическое разрешение имплантированных детекторов

Источник	Энергия $\gamma$ -квантов, кэВ	$\Delta E$ , кэВ	
		$p$ -тип	$n$ -тип
$^{241}\text{Am}$	59,5	0,75	0,79
$^{57}\text{Co}$	122,1	0,82	0,87
$^{60}\text{Co}$	1332,5	1,80	1,90

бины залегания имплантированных ионов [93] дают величины 0,04 мкм для фосфора и 0,05 мкм для бора. Измерения с помощью  $\alpha$ -частиц показали, что толщины входных окон детекторов не превышают 0,1 мкм.

Исследования характеристик детекторов показали, что они обладают также хорошими спектрометрическими параметрами при измерениях  $\gamma$ -квантов. В отличие от опытов с  $\alpha$ -частицами эти измерения проводились с охлаждаемым первым каскадом предусилителя. Энергетическое разрешение  $\Delta E$  имплантированных детекторов в измерениях с  $\gamma$ -квантами показано в табл. 6.

Для комплектации многослойных спектрометров было изготовлено более 30 детекторов из сверхчистого германия  $p$ -типа проводимости с имплантированными контактами. Чувствительная область детекторов 8 см<sup>2</sup> (диаметр 32 мм). Толщины детекторов составили 5–10 мм, энергетическое разрешение  $\approx 3$  кэВ при регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma \sim 1$  МэВ.

## 2. МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ РЕГИСТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ППД-ТЕЛЕСКОПОВ

Прецизионное определение энергии заряженных частиц ППД-телескопом требует знания как параметров самих детекторов, так и характеристик электронных каналов спектрометра. С этой целью нами постоянно проводились исследования, направленные на достижение высоких метрологических характеристик ППД-телескопов. Требования, возникшие в ходе исследований, привели к необходимости совершенствования методов калибровки ППД, измерения их геометрических параметров и оптимизации характеристик спектрометрической электроники. Это также обусловило разработку и создание электронных систем с высокими эксплуатационными характеристиками.

Ниже представлены разработанные методы определения калибровочных и структурных параметров телескопических полупроводниковых детекторов, а также подход к выбору постоянных времени формирования спектрометрических каналов. Эти разработки направлены на достижение необходимого качества проведения измерений и получения достоверных оценок погрешно-

стей результатов. Приводится описание электронной системы многослойного спектрометра и методики измерения энергии и идентификации зарегистрированных частиц.

**2.1. Калибровка ППД-телескопа с помощью  $\alpha$ -источников.** Благодаря высокому энергетическому разрешению ППД-телескопов точная калибровка обеспечивает измерение энергии заряженных частиц с погрешностью  $\sim 0,1\%$ . Для достижения такой точности необходим детальный анализ процесса калибровки.

Определение энергии заряженных частиц с помощью ППД-телескопа основано на независимых измерениях ионизационных потерь частицы в каждом детекторе и на последующей математической обработке результатов. Для восстановления начальной энергии применяются алгоритмы различной степени сложности: от простейших, основанных на суммировании потерь энергии во всех детекторах [94], до более сложных [21, 22], позволяющих идентифицировать частицу и отбраковывать события, в которых происходит нарушение ионизационной зависимости потерь энергии. В свою очередь корректная обработка результатов измерений базируется на знании как параметров энергетических шкал спектрометрических каналов, так и точных значений толщин чувствительных и нечувствительных (мертвых) слоев детекторов. Это отличает калибровку электронных каналов полупроводникового телескопа от методики, используемой в спектроскопии излучений радиоактивных нуклидов [95], которая основана на сравнении исследуемого спектра с энергетическими реперами.

Нами был разработан метод градуировки спектрометрических каналов ППД-телескопа с помощью  $\alpha$ -источников [41]. Выбор этих источников обусловлен их моноэнергетичностью, большим временем полураспада и компактностью. При этом энергии калибровочных  $\alpha$ -пиков значительно превышают энергетические нормалы долгоживущих источников конверсионных электронов и  $\gamma$ -квантов, а эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц с помощью ППД близка к 100%.

Длиннопробежные заряженные частицы с энергией  $E \sim 100$  МэВ при прохождении через многослойную полупроводниковую систему могут терять в одном детекторе несколько десятков мегаэлектронвольт. Поэтому при использовании  $\alpha$ -частиц, энергия которых не превышает  $\sim 10$  МэВ, возникает необходимость экстраполяции параметров калибровки на диапазон, в несколько раз превышающий значения реперных энергий. Это ведет к увеличению неопределенности в абсолютной привязке энергетической шкалы, связанной с линейным ростом погрешности градуировки по мере удаления от области исходных  $\alpha$ -пиков. К дополнительным ошибкам приводят эффекты, связанные с нелинейной связью потерь энергии в детекторе и отклика спектрометрического канала (СК). В частности, это может быть обусловлено изменением формы токового импульса в зависимости от глубины проникно-

вения частицы в чувствительную область детектора [96]. Далее рассматриваются спектрометрические каналы только с линейным откликом. Особое внимание уделено повышению точности привязки шкалы электронной аппаратуры в области энергий калибровочных  $\alpha$ -пиков (5–10 МэВ).

При использовании для калибровки набора образцовых спектрометрических  $\alpha$ -источников (ОСАИ) наблюдаются отклонения энергии  $\alpha$ -частиц от табличных значений [95]. Расхождения обусловлены вкладом от энегопотерь  $\alpha$ -частицы в веществе источника и его защитном покрытии. Эти потери энергии в выходном окне источника приводят к уменьшению энергии регистрируемых  $\alpha$ -частиц и к уширению спектральной линии источника. К аналогичным эффектам, искажающим форму аппаратурного спектра, приводят энегопотери во входном окне детектора (переднем мертвом слое).

Потери энергии  $\alpha$ -частиц в выходном окне источника стабильны во времени и могут быть измерены при градуировке источника, например, магнитным спектрометром. Энергосбросы в переднем мертвом слое детектора могут меняться вследствие временной и температурной зависимостей толщины окисного слоя. Поэтому для обеспечения высокой точности калибровки важно определить величину потерь энергии во входном окне каждого детектора. Большое количество детекторов, используемых в телескопах, требует поиска оптимального пути решения этой задачи. Так как окисный слой кремния не имеет четкой границы, следует говорить об эффективной толщине входного окна детектора. Обычно значение этого параметра ППД указывается в единицах длины полупроводникового материала, реже — в энергетических единицах для данного вида излучения.

Толщина входного окна может быть определена с помощью экстраполяции шкалы спектрометрического канала (СК) к нулю энергии. Этот метод основывается на различии параметров шкалы СК, определяемой с помощью генератора импульсов точной амплитуды (ГИТА) и по энергиям  $\alpha$ -частиц на входе детектора. Преимуществом метода является возможность совмещения в одном измерении процессов градуировки и определения поправки на потери энергии во входном окне.

Рассмотрим влияние энегопотерь в переднем мертвом слое детектора на калибровку спектрометрического канала. На рис. 15 показаны калибровочные прямые, проведенные по двум  $\alpha$ -пикам, положение которых определено с учетом (прямая 1) и без учета (прямая 2) потерь энергии во входном окне детектора.

Прямая 2 из-за нелинейного характера зависимости ионизационных потерь в мертвом слое не отражает реальной связи между входной энергией  $\alpha$ -частицы и откликом СК и поэтому не пересекает ось энергий в нуле. Используя величину этого отклонения, можно определить толщину переднего мертвого слоя для данного типа ионизирующих частиц.

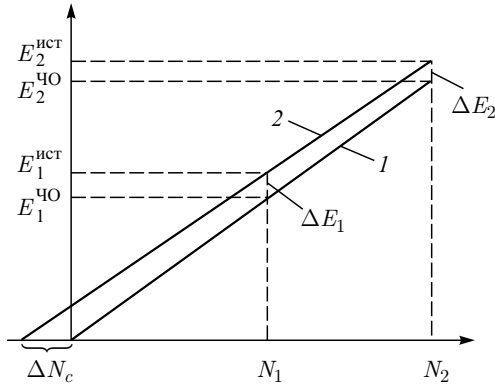


Рис. 15. Калибровочные прямые, построенные с учетом (прямая 1) и без учета (прямая 2) энергопотерь во входном окне детектора

Если удельная ионизация  $dE/dx$  постоянна, а потери энергии  $\delta E$  во входном окне малы, то имеем

$$\delta E = W_{\text{эф}} \frac{dE}{dx}, \tag{5}$$

где  $W_{\text{эф}}$  — эффективная толщина входного окна.

Условие пропорциональности между энергией, выделенной в чувствительной области детектора  $E_i^{\text{чО}}$ , и номером канала амплитудно-цифрового преобразователя определяется следующим равенством:

$$E_i^{\text{чО}} = E_i - W_{\text{эф}} \frac{dE_i}{dx} = B_{\alpha} N_i, \quad i = 1, 2, \tag{6}$$

где  $B_{\alpha}$  [кэВ/канал] — цена деления шкалы СК;  $N_i$  — положение пика, соответствующее  $E_i$  — входной энергии  $\alpha$ -частицы. Из (5) и (6) получаем

$$W_{\text{эф}} = \frac{E_1 N_2 - E_2 N_1}{N_2 \frac{dE_1}{dx} - N_1 \frac{dE_2}{dx}} \cong \Delta N_0 \frac{B_{\alpha} (E_2 - E_1)}{E_2 \frac{dE_1}{dx} - E_1 \frac{dE_2}{dx}}, \tag{7}$$

где  $\Delta N_0 = \frac{E_1 N_2 - E_2 N_1}{E_2 - E_1}$  и  $B_{\alpha} = \frac{E_2 - E_1}{N_2 - N_1}$ .

Из (7) следует, что ошибка в определении  $W_{\text{эф}}$  зависит от погрешности величины  $\Delta N_0$  и ее величина уменьшается при увеличении отношения  $E_2/E_1$ .

Для определения потерь энергии во входном окне ППД необходимо обеспечить высокую точность измерения линейности и стабильности СК. Для этого обычно используют ГИТА. Импульсы амплитудой  $U_T$  подают на вход

предварительного усилителя через дозирующую емкость  $C_d$ . На входе предварительного усилителя возникает заряд

$$Q_r = U_r C_d, \quad (8)$$

сравнимый с зарядом, образующимся в результате прохождения ионизирующей частицы через детектор:

$$Q_E = \frac{E}{\varepsilon} q_e, \quad (9)$$

где  $E$  — энергия, выделенная частицей в детекторе;  $\varepsilon$  — энергия образования электрон-дырочной пары;  $q_e$  — элементарный заряд. Соотношения (8) и (9) показывают, что между величинами  $E$  и  $Q_r$  может быть установлена пропорциональная связь. Следовательно, линейность и стабильность шкалы спектрометрического канала ППД могут быть определены с помощью ГИТА с погрешностью  $< 10^{-5}$ .

Калибровка детекторов проводилась с помощью источника  $^{226}\text{Ra}$ , имеющего четыре  $\alpha$ -линии со следующими значениями энергии: 4784,5, 5489,7, 6002,6 и 7687,1 кэВ. Источники из различных комплектов ОСАИ устанавливались в стандартные оправки с коллиматором.

Параметры коллиматора (диаметр и длина) выбирались из условия  $\delta E_\varphi \ll \Delta E_{\text{СК}}$ , где  $\delta E_\varphi$  — неопределенность в потерях энергии во входном окне детектора вследствие углового разброса  $\alpha$ -частиц,  $\Delta E_{\text{СК}}$  — разрешение при «идеальной» коллимации. В нашем случае это условие выполняется при диаметре и длине коллиматора 5 и 9 мм соответственно.

Определение потерь энергии в выходном окне источников  $^{226}\text{Ra}$  и переднем мертвом слое Si(Li)-ППД осуществлялось с использованием Si(Au)-детектора, сравнительной калибровки по  $\alpha$ -источнику  $^{238}\text{Pu}$  ( $E = 5499,2$  кэВ) и метода экстраполяции к нулю энергий. В измерениях использовались Si(Au)-ППД с высоким разрешением 12 кэВ и специально изготовленный источник  $^{238}\text{Pu}$ , для которого собственная ширина линии на полувысоте составляла 2 кэВ.

Известно [97], что потери энергии во входном окне Si(Au)-ППД в основном определяются слоем напыленного золота. При этом на долю нечувствительного окисного слоя кремния приходится  $\approx 0,5$  кэВ. На основании паспортных данных Si(Au)-ППД было установлено, что при толщине Au-контакта  $\approx 20$  мкг/см<sup>2</sup>  $\alpha$ -частица с энергией  $E = 5,5$  МэВ теряет  $\approx 4$  кэВ. С использованием этих данных и с введением соответствующих поправок были получены результаты относительной калибровки для шести источников  $^{226}\text{Ra}$ , представленные в табл. 7. В таблице также приведены средние значения потерь энергии  $\langle \delta E \rangle$ , рассчитанные как разность табличных значений энергии  $\alpha$ -линий  $^{226}\text{Ra}$  и полученных в наших измерениях.

Преимуществом представленного метода является слабая чувствительность к абсолютной привязке энергетической шкалы, что следует из (7). Резуль-



Таблица 7. Энергии  $\alpha$ -частиц  $^{226}\text{Ra}$ , определенные с помощью Si(Au)-детектора для различных источников ОСАИ

№ источника	Энергия $\alpha$ -частиц $^{226}\text{Ra}$ , кэВ					
	$E_1$	$E_2$	$E_3$	$E_4$	$\langle\delta E\rangle$	$\delta E_{n+d}$
114	4740	5448	5962	7645	42	38
119	4740	5447	5962	7647	43	38
123	4737	5445	5959	7644	45	40
644	4738	5447	5960	7645	43	39
642	4732	5442	5956	7641	48	45
643	4729	5439	5954	7638	51	48

тат калибровки источника  $^{226}\text{Ra}$  по источнику  $^{238}\text{Pu}$  можно представить в следующем виде:

$$E_1 = K_1 E_{\text{Pu}}^{\text{ЧО}} \quad \text{и} \quad E_2 = K_2 E_{\text{Pu}}^{\text{ЧО}}, \quad (10)$$

где  $E_{\text{Pu}}^{\text{ЧО}}$  — энергия  $\alpha$ -частиц  $^{238}\text{Pu}$ , потерянная в чувствительном объеме ППД;  $K_1$  и  $K_2$  — коэффициенты, полученные при калибровке.

Тогда выражение (7) преобразуется к виду

$$W_{\text{эф}} = \Delta N_0 \frac{B_{\alpha}(K_2 - K_1)}{K_2 \frac{dE_1}{dx} - K_1 \frac{dE_2}{dx}}. \quad (11)$$

Отсюда видно, что только величины  $B_{\alpha}$  и  $dE/dx$  зависят от регистрируемой энергии  $E$ . Так как потери в нашем случае не превышают 1 % полной энергии, погрешность за счет отклонения энергии реперной линии от его истинного значения не превысит указанного значения.

Из полученных результатов следует, что погрешность разработанной методики в диапазоне энергий  $\alpha$ -частиц  $^{226}\text{Ra}$  не превышает 5 кэВ. Следовательно, неопределенность калибровки ППД, регистрирующих энергосбросы заряженных частиц  $\sim 50$  МэВ, не превысит 50 кэВ. Таким образом, рассмотренный метод калибровки ППД-телескопов обладает технической простотой, оперативностью и независимостью от временной нестабильности толщины входного окна детектора.

**2.2. Определение толщин структурных слоев детекторов.** При выполнении физических измерений наряду с такими параметрами полупроводниковых детекторов, как энергетическое разрешение и рабочее напряжение, необходима информация об их полной толщине ( $W$ ) и толщине чувствительной области детектора ( $W_{\text{ЧО}}$ ). Это особенно важно для длиннопробежных заряженных частиц, которые проходят несколько детекторов. Для восстановления их начальной энергии необходимо знание о потерях энергии частицами в мертвых слоях, которые пропорциональны их толщинам ( $w_{\text{МС}}$ ). Значения

$W_{\text{ЧО}}$  и  $w_{\text{МС}}$  необходимы также для идентификации частиц и режекции событий, сопровождающихся ядерными реакциями в веществе ППД или выходом частиц из чувствительного объема [21].

Полупроводниковые телескопы комплектуются различными типами детекторов из кремния и сверхчистого германия. В качестве первых детекторов телескопических систем используются поверхностно-барьерные детекторы (Si(Au)) толщиной 10–600 мкм. Основными спектрометрическими элементами ППД-телескопов являются кремниевые литий-дрейфовые детекторы (Si(Li)) и HPGe-детекторы с полной толщиной ( $W$ ) 1,5–7 и 5–10 мм соответственно. В зависимости от способов изготовления толщина мертвых слоев Si(Li)-детекторов может составлять 300–500 [67] и 20–40 мкм [23], а для HPGe-детекторов 400–1000 [33] и  $\sim 0,1$  мкм [34].

В настоящее время известны способы определения структурных слоев ППД с использованием измерений электрической емкости [66] с помощью пучков частиц или радиоактивных источников [98–101]. Определение емкости ППД дает, как правило, неудовлетворительную точность, поэтому обсуждаемые ниже измерения были выполнены другими методами. При этом мы пытались избавиться от некоторых жестких требований: 1) работы на пучках частиц с хорошим разрешением и абсолютной энергетической калибровкой, 2) наличия прецизионного спектрометрического тракта с хорошо известной энергетической шкалой и 3) использования расчетных зависимостей энергетических потерь.

На начальном этапе использования кремниевых телескопов для измерения структурных слоев детекторов применялся пучок протонов [38]. Схема измерений для определения толщин Si-детекторов представлена на рис. 16.

Коллиматоры  $K_1$  и  $K_2$  выделяют пучок протонов с диаметром немного меньшим диаметров чувствительных областей детекторов  $D_1$  и  $D_2$ . Диаметр чувствительной области детектора  $D_3$  был больше по сравнению с  $D_1$  и  $D_2$ . Измерения выполнялись на пучке с достаточно большим энергетическим разбросом со средним импульсом 150 МэВ/с и разрешением 10% (синхроциклотрон ЛЯП ОИЯИ). Для такого пучка разброс пробегов протонов в кремнии составляет  $\sim 6$  мм. Толщина  $D_2$  должна быть много меньше разброса пробегов протонов (использовался Si(Au)-детектор толщиной  $\sim 100$  мкм). С помощью схем совпадения сигналов с  $D_1$ ,  $D_2$  и антисовпадения с  $D_3$  регистрировались протоны в узком энергетическом интервале с пробегом, соответствующим суммарной толщине  $D_1$  и Si-фильтра.

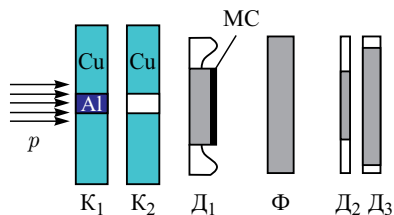


Рис. 16. Схема эксперимента для определения структурных слоев Si-детекторов в пучке протонов

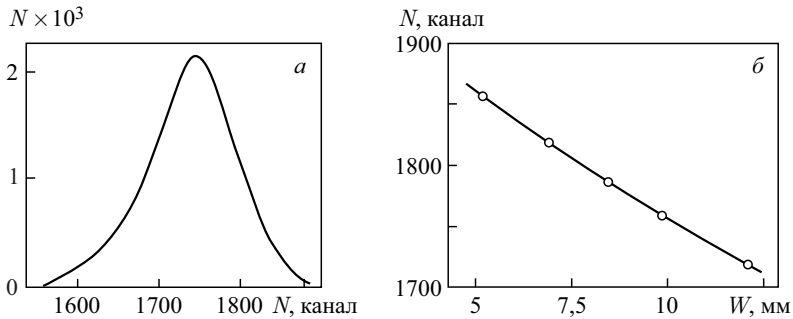


Рис. 17. а) Спектр протонов, измеренный детектором  $D_1$ . б) Зависимость положения пика в спектрах протонов, зарегистрированных  $D_1$ , от толщины  $\Phi$ -фильтра из кремния

Параметры спектра протонов, измеряемого детектором  $D_1$  (рис. 17, а), зависят от толщины фильтра. Выбрав в качестве такого параметра, например, положение пика, можно с помощью набора калиброванных фильтров (плоскопараллельность фильтров  $\leq 5$  мкм, точность измерения их толщины 1 мкм) получить зависимость положения пика от толщины фильтра (рис. 17, б). Установив на место фильтра исследуемый детектор, можно определить его толщину, пользуясь полученной калибровочной зависимостью. Точность таких измерений зависит от статистической обеспеченности спектров и стабильности работы спектрометрического тракта. Контрольные исследования показали, что параметры спектра, измеряемого  $D_1$ , не зависят от толщины Al-фильтра (коллиматор  $K_1$ ) в пределах 2 мм и, следовательно, от постоянства параметров пучка. Стабильность работы спектрометрического тракта контролировалась с помощью  $\alpha$ -источников и практически определяла точность измерений (40 мкм).

С помощью изложенной методики можно определить и толщину нечувствительной области Si(Li)-детектора ( $w_{MC}$ ), повернув детектор  $D_1$  мертвым слоем к пучку. Однако в этом случае нужно получать калибровочную кривую для каждого исследуемого детектора.

Необходимость длительных измерений при дорогостоящем времени работы ускорителя ограничивает возможность применения предложенного подхода. Поэтому в дальнейшем для измерения структурных слоев был разработан метод с использованием радиоактивных источников электронов,  $\gamma$ -квантов и  $\alpha$ -частиц.

Схема измерений толщин Si(Au)-детекторов ( $W > 50$  мкм), мертвых слоев ( $w_{MC} > 40$  мкм) и полных толщин Si(Li)-, HPGe-ППД с помощью радиоактивных источников [43] представлена на рис. 18.

В эксперименте использовались наборы калиброванных по толщине Si- и Ge-фильтров. В такой постановке опыта, как будет показано ниже, па-

Рис. 18. Схема измерений геометрических размеров детекторов с использованием источников электронов и  $\gamma$ -квантов. И — источник; К — коллиматор; Ф — Si- или Ge-фильтр; Д — детектор; МС — мертвый слой

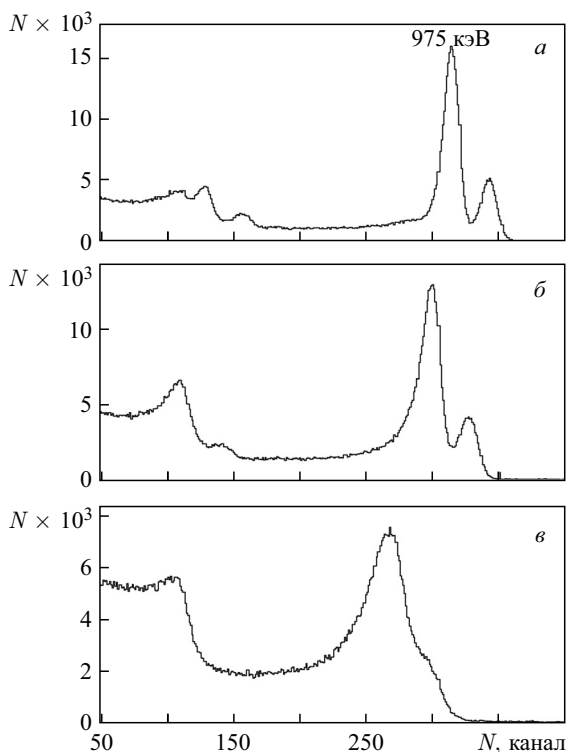
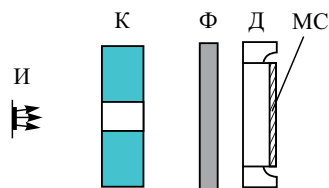


Рис. 19. Спектры  $^{207}\text{Bi}$ , измеренные Si(Li)-ППД при использовании Si-фильтров различной толщины  $w_{\text{МС}}$ : без поглотителя (а);  $w_{\text{МС}} = 280$  мкм (б);  $w_{\text{МС}} = 540$  мкм (в)

раметры измеряемых спектров (положение линии, число событий под пиком) с высокой точностью определяются толщиной фильтра. В случае Si(Li)-, HPGe-детекторов с тонкими мертвыми слоями [23, 34] глубина их залегания определялась по сдвигу положения  $\alpha$ -пика при облучении ППД со стороны переднего и заднего контактов.

Измерения толщины Si(Au)-детекторов и мертвых слоев стандартных Si(Li)-детекторов [27, 67] выполнялись с помощью ЭВК-источника  $^{207}\text{Bi}$  с энергией  $\sim 1$  МэВ. В качестве примера на рис. 19 показаны спектры, зареги-

стрированные Si(Li)-детектором, при прохождении электронов через кремниевые пластины различных толщин. Видно, что положение пика ЭВК зависит от толщины фильтра. При этом даже для достаточно больших толщин фильтров ( $\sim 600$  мкм) форма аппаратурной линии дает возможность вычислить ее положение с высокой точностью.

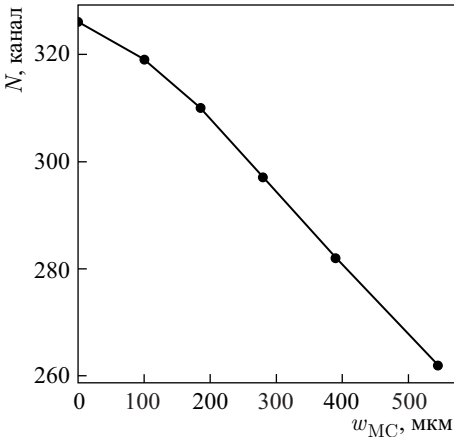


Рис. 20. Зависимость положения пика ЭВК с  $E \sim 1$  МэВ ( $^{207}\text{Bi}$ ) от толщины Si-фильтра

Каждого ППД строилась калибровочная зависимость. Затем исследуемый детектор поворачивался нечувствительной областью к источнику. С помощью полученной калибровки значение  $w_{MC}$  определяли по смещению пика ЭВК.

Для определения полных толщин Si(Li)-детекторов использовался источник  $\beta$ -излучения  $^{106}\text{Ru}$  с граничной энергией 3,55 МэВ. На рис. 21 показана

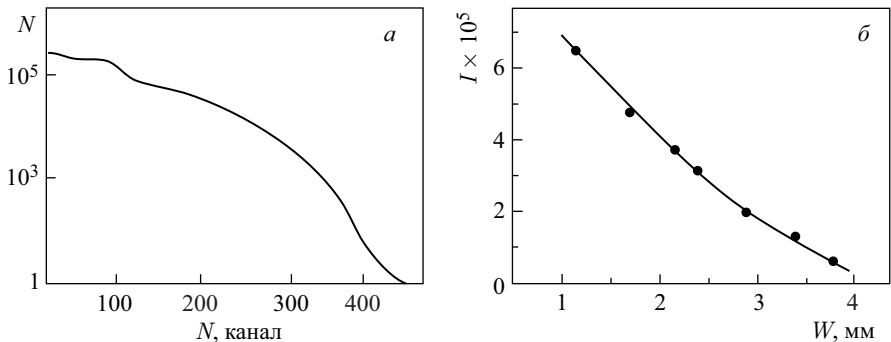


Рис. 21. а) Спектр  $\beta$ -излучения источника  $^{106}\text{Ru}$ . б) Зависимость величины площади спектра  $^{106}\text{Ru}$  (выше порога 0,5 МэВ) от толщины Si-фильтра

Таблица 8. Структурные параметры Si(Li)-ППД, измеренные с помощью пучка протонов и источника электронов  $^{106}\text{Ru}$ 

№ Si(Li)-ППД	$W$ , мм		$w_{\text{МС}}$ , мм	
	$p$	$e^-$	$p$	$e^-$
1	$4,06 \pm 0,04$	$4,05 \pm 0,01$	$0,52 \pm 0,04$	$0,49 \pm 0,01$
2	$3,90 \pm 0,04$	$3,80 \pm 0,01$	$0,43 \pm 0,04$	$0,43 \pm 0,01$
3	$4,01 \pm 0,04$	$3,95 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,04$	$0,48 \pm 0,01$

зависимость площади спектра выше порога регистрации 0,5 МэВ от толщины калибровочных фильтров. Измерения выполнялись с постоянным временем экспозиции. Полученные результаты совпали с данными контактных измерений с точностью 10 мкм. Этот разброс связан с нарушением плоскопараллельности Si(Li)-ППД в результате механической обработки и неравномерности процесса травления.

В табл. 8 вместе с полными толщинами Si(Li)-ППД представлены результаты определения толщины их мертвых слоев с помощью пучка протонов и источника электронов. Видно, что значения, полученные разными методами, хорошо согласуются.

В случае Si(Li)-детекторов, изготовленных по усовершенствованной технологии с использованием импульсов теплового излучения [23], глубина залегания диффузионного слоя не превышает 40 мкм ( $T = 300$  К). Для оценки толщин таких тонких слоев использовались  $\alpha$ -частицы с энергией  $\approx 7,7$  МэВ (источник  $^{226}\text{Ra}$ ). Облучение ППД проводилось со стороны переднего и заднего контактов (входного окна и мертвого слоя). Это позволяло оценить энергетический сдвиг  $\alpha$ -пика относительно его исходного положения. Значение  $w_{\text{МС}}$  вычислялось с использованием зависимости пробег–энергия и удельных ионизационных потерь в кремнии. Применение описанной выше методики показало, что для усовершенствованных Si(Li)-детекторов толщины мертвых слоев находятся в диапазоне 20–35 мкм, а их неоднородность по площади  $\leq 1$  мкм.

Следует упомянуть еще один метод оценки чувствительных областей детекторов. При измерении частиц с различными массами и энергиями каждый из детекторов телескопа регистрирует частицы с пробегами, близкими к полным толщинам чувствительной области, и, соответственно, максимальными энерговыделениями. На рис. 22 представлена часть спектра частиц, зарегистрированного первым Si(Li)-детектором телескопа в эксперименте по изучению поглощения остановившихся отрицательных пионов ядрами. Хорошо выделяются участки спектра с границами, соответствующими максимальному энерговыделению для протонов и дейтронов; граница для тритонов получена с меньшей статистической обеспеченностью. По положению

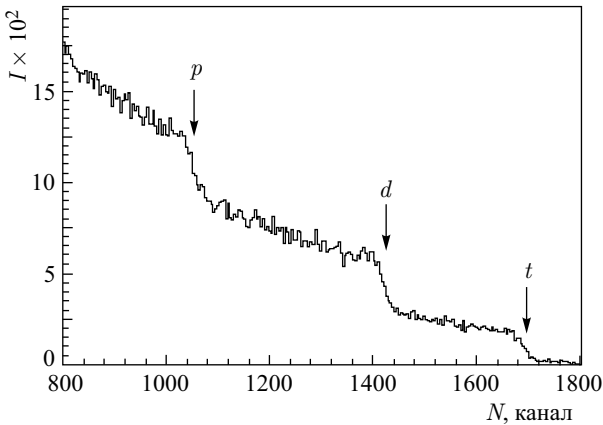


Рис. 22. Энергетический спектр частиц, зарегистрированных первым Si(Li)-детектором телескопа, в эксперименте по изучению поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами

Таблица 9. Структурные параметры Si-детекторов

№ ППД	Тип ППД	$W$ , мм		$W_{\text{чо}}$ , мм	
		I	II	1	2
1	Si(Au)	$0,255 \pm 0,002$	—	—	$0,26 \pm 0,01$
2	Si(Au)	$0,465 \pm 0,002$	—	—	$0,48 \pm 0,01$
3	Si(Li)	—	$3,40 \pm 0,01$	$3,05 \pm 0,01$	$3,07 \pm 0,04$
4	Si(Li)	—	$2,91 \pm 0,01$	$2,61 \pm 0,01$	$2,62 \pm 0,04$
5	Si(Li)	—	$2,78 \pm 0,01$	$2,73 \pm 0,01$	$2,73 \pm 0,04$

*Примечание.*  $W$  — результаты измерений с помощью  $^{207}\text{Bi}$  (I) и  $^{106}\text{Ru}$  (II).  $W_{\text{чо}}$  — результаты измерений с помощью  $^{207}\text{Bi}$  (1, ППД № 3, 4) или  $^{226}\text{Ra}$  (1, ППД № 5) и оценка по измеренным границам для протонов (2).

этих границ можно оценить толщину чувствительной области детектора. Для Si(Au)-детекторов, работающих в режиме полного обеднения, положение таких границ зависит от полной толщины детекторов.

В табл. 9 толщины нечувствительных слоев ( $w_{\text{MC}}$ ) Si(Li)-детекторов и полные толщины ( $W$ ) Si(Au)-детекторов, полученные по границам энерговыделения, сопоставлены с результатами измерений с помощью радиоактивных источников. Следует отметить, что Si(Li)-детекторы № 3 и № 4 изготовлены по стандартной технологии, а № 5 — с помощью импульсной диффузии.

Измерения полной толщины HPGe-детекторов и мертвых слоев стандартных германиевых детекторов выполнялись с помощью калиброванных Ge-фильтров (см. рис. 19) и  $\gamma$ -источников  $^{57}\text{Co}$  ( $E_{\gamma} = 122$  кэВ) и  $^{241}\text{Am}$

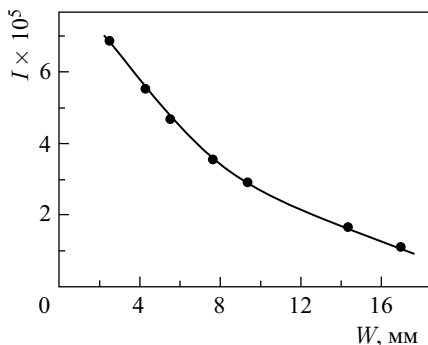


Рис. 23. Зависимость числа событий под  $\gamma$ -пиком  $^{57}\text{Co}$  от толщины Ge-фильтра

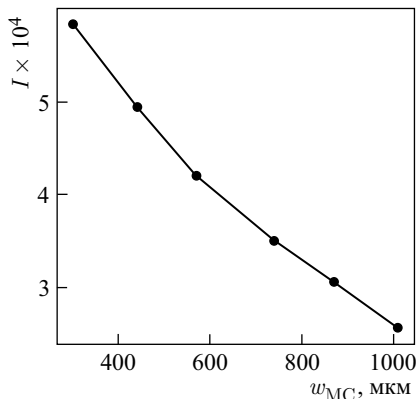


Рис. 24. Зависимость числа событий под  $\gamma$ -пиком  $^{241}\text{Am}$  от толщины Ge-фильтра

( $E_\gamma = 60$  кэВ) соответственно. При построении калибровочной кривой, зависящей от толщины Ge-фильтра, интенсивность  $\gamma$ -линий была выбрана в качестве переменной. Результаты измерений, выполненные с постоянным временем экспозиции, представлены на рис. 23 и 24.

HPGe-детекторы эксплуатируются при температуре жидкого азота ( $T \approx 77$  К), поэтому они крепились на хладопроводе внутри вакуумной камеры криостата. Окно камеры было изготовлено из бериллиевой фольги толщиной 30 мкм. Полные толщины и диффузионные слои HPGe-детекторов определялись тем же методом, что и для Si(Li)-детекторов. Однако эти измерения занимали значительно больше времени, так как облучение германиевых детекторов со стороны мертвого слоя требовало повторного нагрева криостата, его откачки и охлаждения. Укажем, что при регистрации различных излучений с помощью планарных HPGe-детекторов время собирания заряда  $t \leq 100$  нс. Поэтому для этих детекторов толщина нечувствительной области не зависит от постоянной времени формирования.

Для минимизации мертвых слоев HPGe-ППД применялась технология ионной имплантации [34], которая дает возможность получать выпрямляющие и омические контакты с глубиной залегания внедренной примеси  $\sim 0,1$  мкм. Эта величина значительно меньше неоднородности толщины детектора. Поэтому для наших целей достаточно облучить  $\alpha$ -частицами имплантированные HPGe-детекторы с двух сторон и убедиться в идентичности зарегистрированных спектров.

В табл. 10 для сравнения приведены значения структурных параметров двух HPGe-детекторов, которые определялись различными методами.

При использовании изложенной методики наиболее существенными являются ограничения, накладываемые на стабильность работы аппаратуры. Вы-



Таблица 10. Структурные параметры HPGe-детекторов

Параметр	ППД № 1	ППД № 2
$W$ , мм (результаты измерений контактным способом)	$4,50 \pm 0,01$	$7,86 \pm 0,01$
$W$ , мм (результаты измерений с помощью источника $^{57}\text{Co}$ )	$4,52 \pm 0,01$	$7,88 \pm 0,01$
$w_{\text{мс}}$ , мм (результаты измерений с помощью источника $^{241}\text{Am}$ )	$0,48 \pm 0,01$	$0,40 \pm 0,01$
$W_{\text{чо}}$ , мм (оценка по протонной границе)	$4,05 \pm 0,04$	$7,48 \pm 0,04$

сокая точность измерений ( $\sim 1\%$ ), выполненных с помощью радиоактивных источников, была обеспечена СК, для которого наблюдалась стабильность работы во время набора данных. Контроль за стабильностью шкалы электронного тракта осуществлялся с помощью генератора точной амплитуды ORTEC 419 (погрешность  $< 10^{-4}$ ). Эта методика позволяет определять средние параметры ППД на исследуемой площади. В то же время в результате механической обработки и неравномерности процесса травления форма ППД может отличаться от плоскопараллельной.

Методика измерений с использованием радиоактивных источников использовалась не только для определения геометрических толщин структурных слоев детекторов, но и для технологических целей, например, для контроля процесса выравнивания концентрации лития в Si(Li)-детекторах, оптимизации диффузии лития на HPGe-детекторах и т. п.

Таким образом, использование предложенной методики позволяет достаточно просто и оперативно определять толщины структурных слоев телескопических Si- и HPGe-детекторов.

### 2.3. Выбор формирующих цепей многослойного ППД-спектрометра.

Одной из важнейших задач полупроводниковой спектрометрии заряженных частиц является точное измерение энергии в ускорительных экспериментах. Это требует детального учета эксплуатационных параметров электронных систем, используемых для съема и обработки информации с детекторов.

Требования к формирующим цепям электроники для работы с ППД описаны в работах [96, 102–104]. Выбор постоянных времени формирования  $\tau$  спектрометрического усилителя определяется тремя основными факторами: энергетическим разрешением спектрометра, его загрузочной способностью и чувствительностью к изменениям формы входного сигнала. К настоящему времени подробно разработаны методы расчета и оптимизации шумовых характеристик ППД-спектрометров, а также предложены специальные схемы фильтров для работы детекторов при высоких скоростях счета и со значительными флуктуациями времени собирания заряда. Однако разработки филь-

тров, учитывающих конечное время собирания, относятся главным образом к области  $\gamma$ -спектрометрии, где возможные изменения времени нарастания токового импульса проявляются в первую очередь в ухудшении энергетического разрешения и искажении формы линии моноэнергетического излучения. При измерении энергии заряженных частиц, как отмечалось в работе [96], более существенным может оказаться влияние этого фактора на такие характеристики спектрометра, как линейность и зависимость измеренной энергии от сорта зарегистрированной частицы. Экспериментальное исследование этих характеристик представляет собой достаточно сложную задачу. На практике при выборе фильтра часто ограничиваются требованием получения наилучшего энергетического разрешения, что может приводить к искажениям спектрометрического сигнала.

Ниже рассмотрено влияние величины времени собирания заряда  $t_c$  в Si-детекторе на точность измерения энергии частиц [40] и показано, что этот параметр является существенным с точки зрения выбора времени формирования  $\tau$  спектрометрического тракта. Учет  $t_c$  наиболее актуален при регистрации длиннопробежных заряженных частиц. Особенно важно это для установок на основе Si(Li)-детекторов, которые имеют толщину чувствительной области  $W_{\text{ЧО}}$  несколько миллиметров и работают при комнатной температуре ( $T = 300$  К). В реальных условиях энергетическое разрешение таких систем составляет  $\sim 0,5\%$ , поэтому последующие электронные устройства должны вносить погрешность  $< 0,1\%$ .

В идеальном случае время собирания заряда в ППД определяется величиной и распределением электрического поля в детекторе, подвижностью носителей заряда и геометрическими размерами детектора. Для планарного Si(Li)-детектора (рис. 25) характерными временами являются время движения электронов ( $t_e$ ) через чувствительную область (при образовании заряда вблизи  $p^+$ -контакта) и время движения дырок ( $t_h$ ) (при ионизации вблизи  $n^+$ -контакта):

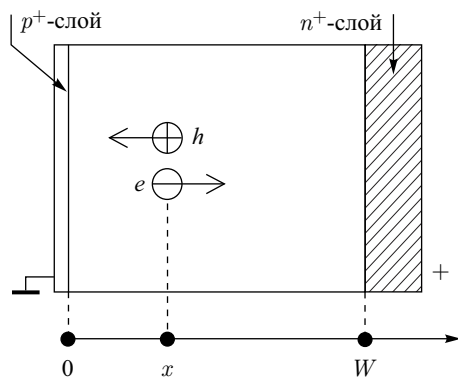


Рис. 25. Схема планарного Si(Li)-детектора

$$t_{e,h} = \frac{W_{\text{ЧО}}}{\mu_{e,h}\varepsilon}, \quad (12)$$

где  $W_{\text{ЧО}}$  — толщина чувствительной области детектора, см;  $\varepsilon$  — напряженность электрического поля, В/см;  $\mu_{e,h}$  — подвижность носителей заряда,  $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

Например, для Si(Li)-детектора с  $W_{\text{ЧО}} = 3$  мм при  $\varepsilon = 1500$  В/см и  $T = 300$  К максимальные времена собирания электронов и дырок составляют соответственно 150 и 420 нс. Очевидно, что выбор постоянных формирования, близких к этим величинам, приведет к появлению зависимости амплитуды импульса от места образования заряда в детекторе.

Погрешность измерения энергии, вносимую фильтром, можно оценить по дефекту амплитуды, определяемому как разность амплитуд импульсов, соответствующих мгновенному и реальному собиранию заряда ( $\delta V$ ). Для наглядности нормируем амплитуду импульса на энерговыделение в детекторе, и далее в качестве амплитудного дефекта будем рассматривать величину  $\delta E$ . Величина  $\delta E$  вычислялась с помощью программы моделирования отклика спектрометрического канала. Программа учитывала процесс собирания заряда в детекторе, передаточную характеристику усилителя и начальное распределение энергетических потерь для различных частиц по чувствительному объему детектора.

Моделировался случай регистрации Si(Li)-ППД ( $W_{\text{ЧО}} = 3$  мм,  $\varepsilon = 1500$  В/см,  $T = 300$  К) частиц различных масс и зарядов ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ) в широком интервале значений энергии. Расчеты выполнялись для формирователя с сигналом квазигассовой формы — фильтра из одной дифференцирующей и двух интегрирующих цепей ( $\tau = \tau_{\text{и}} = \tau_{\text{д}}$ ). При этом рассматривались два варианта геометрии входа частиц в детектор: частица влетает либо со стороны  $p^+$ -контакта (первая геометрия), либо со стороны  $n^+$ -контакта (вторая геометрия). В обоих случаях трек частицы ориентирован вдоль электрического поля в детекторе. На рис. 26 показаны формы спектрометрического

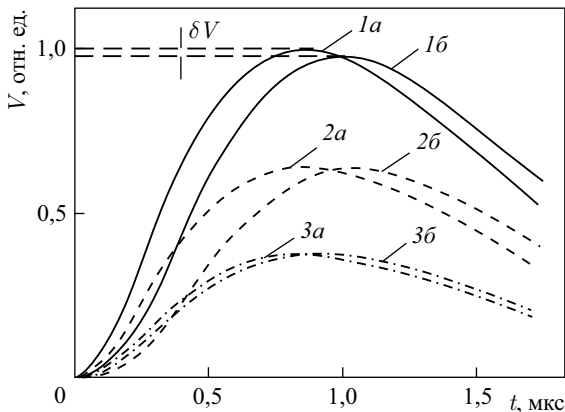


Рис. 26. Форма спектрометрического сигнала ( $\tau = \tau_{\text{и}} = \tau_{\text{д}} = 0,5$  мкс) при регистрации протона с  $E = 22,8$  МэВ с помощью Si(Li)-ППД ( $W_{\text{ЧО}} = 3$  мм,  $\varepsilon = 1500$  В/см,  $T = 300$  К) в случае мгновенного (1a–3a) и реального (1б–3б) собирания заряда. 1 — суммарный сигнал; 2 — электронная составляющая; 3 — дырочная составляющая

Таблица 11. Расчетные максимальные значения дефекта амплитуды для двух геометрий прохождения частиц в Si(Li)-ППД

$\tau$ , мкс	$\delta E_{\text{макс}}$ , МэВ, для частиц					$\delta E_{\text{макс}}/\Delta E_{\text{макс}}$ , %
	$p$	$d$	$t$	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$	
	при $\Delta E_{\text{макс}}$ , МэВ					
	22,8	30,9	36,7	80,3	90,9	
Первая геометрия облучения						
0,5	0,420	0,560	0,670	1,500	1,650	1,80
1,0	0,100	0,140	0,160	0,360	0,410	0,45
1,5	0,025	0,034	0,041	0,089	0,100	0,11
2,0	0,016	0,021	0,026	0,056	0,063	0,07
2,5	0,011	0,015	0,018	0,040	0,045	0,05
Вторая геометрия облучения						
0,5	0,230	0,320	0,370	0,840	0,930	1,00
1,0	0,057	0,078	0,093	0,200	0,230	0,25
1,5	0,014	0,019	0,023	0,050	0,057	0,06
2,0	0,009	0,012	0,015	0,032	0,036	0,04
2,5	0,006	0,009	0,010	0,023	0,025	0,03

импульса при регистрации протона с максимальным энерговыделением в детекторе  $\Delta E_{\text{макс}} = 22,8$  МэВ ( $\tau = 0,5$  мкс, первая геометрия) для мгновенного ( $\mu_h = \mu_e = 10^4$  см<sup>2</sup>/(В·с)) и реального ( $\mu_h = 480$ ,  $\mu_e = 1350$  см<sup>2</sup>/(В·с)) собирания заряда, а также их электронная и дырочная составляющие. Видно, что в реальных условиях происходит уменьшение и смещение максимума амплитуды сигнала.

Величины  $\delta E$  были определены для значений постоянных времени формирования 0,5, 1,0, 1,5, 2,0, 2,5 мкс при остановке частицы в детекторе и прохождении ее «напролет». Расчетные максимальные значения дефекта амплитуды для двух рассмотренных геометрий приведены в табл. 11. Видно, что при изменении  $\tau$  от 0,5 до 1,0 мкс значение  $\delta E_{\text{макс}}$  уменьшается примерно в 3 раза, а при  $\tau = 1,5$  мкс, что в несколько раз превышает  $t_c$ , дефект амплитуды все еще составляет 0,1 %.

Для характеристики амплитудных искажений удобно ввести переменные, не зависящие от сорта частиц. Можно показать, что для различных частиц при фиксированном пробеге такой величиной является значение дефекта амплитуды, нормированное на максимальный сброс энергии частицы данного сорта,  $\delta E/\Delta E_{\text{макс}}$  (относительный дефект амплитуды). Выбранный параметр дает наглядное представление о величине погрешности, возникающей при измерении энергии, и о характере ее изменения. На рис. 27 приведены зависимости  $\delta E/\Delta E_{\text{макс}}$  от пробега частицы в детекторе для двух геометрий.

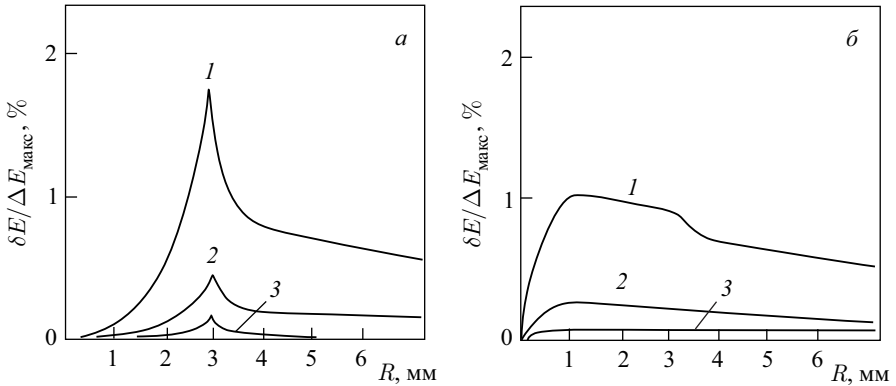


Рис. 27. Зависимость относительного дефекта амплитуды от пробега частицы для первой (а) и второй (б) геометрий облучения при разных значениях постоянных времени формирования (1–0,5 мкс; 2–1,0 мкс; 3–1,5 мкс)

Видно, что если в первой геометрии максимальное значение  $\delta E/\Delta E_{\text{макс}}$  соответствует пробегу частицы  $R = W_{\text{ЧО}}$ , то во второй геометрии  $R \sim (1/3)W_{\text{ЧО}}$ . Также отметим, что для наиболее типичного случая, представленного первой геометрией, в области малых пробегов дефект амплитуды незначителен. Однако с увеличением пробега он сильно возрастает, что приводит к нелинейности энергетической шкалы спектрометра.

Эффект конечного времени собирания может приводить также к появлению погрешности при калибровке спектрометра. Как отмечалось выше, для калибровки Si(Li)-ППД, которые эксплуатируются при  $T = 20^\circ\text{C}$ , используется  $\alpha$ -источник  $^{226}\text{Ra}$  с  $E_\alpha \sim 5\text{--}8$  МэВ. Очевидно, что при малых  $\tau$  такая калибровка не будет адекватной с точки зрения спектрометрии длиннопробежных частиц с энергиями до 100 МэВ.

Для изучения рассматриваемого эффекта нами были использованы данные, полученные с помощью ППД-телескопа в эксперименте по изучению поглощения отрицательных пионов ядрами [54]. На рис. 22 (см. выше) представлен энергетический спектр частиц, зарегистрированный первым из Si(Li)-детекторов телескопа ( $W_{\text{ЧО}} = 2,6$  мм, первая геометрия). Отчетливо видны участки спектра («ступеньки») с границами, соответствующими максимальному энерговыделению протонов, дейтронов и тритонов. По разности в положении границ, полученных для различных  $\tau$ , можно оценить величину амплитудного дефекта.

Аналогичные распределения для протонов и дейтронов также были получены с помощью пары детекторов (второй и третий Si(Li)-ППД телескопа), включенных параллельно, что обеспечивало съем суммарного сигнала с чув-

Таблица 12. Экспериментальные и расчетные оценки амплитудного дефекта

Условия измерений	Вид частиц	$\Delta E_{\text{макс}}$ , МэВ		$\Delta E_{\text{макс}}^{\tau=1,5} - \Delta E_{\text{макс}}^{\tau=0,5}$ , МэВ	
		$\tau = 1,5$ мкс	$\tau = 0,5$ мкс	Эксперимент	Расчет
Первый Si(Li)-ППД ( $W_1 = 2,6$ мм, первая геометрия)	$p$	20,76	20,47	0,29	0,35
	$d$	28,15	27,59	0,56	0,46
	$t$	33,67	32,90	0,77	0,57
Второй и третий Si(Li)-ППД ( $W_2 = 3$ мм, вторая геометрия; $W_3 = 3$ мм, первая геометрия)	$p$	33,53	32,73	0,80	0,44
	$d$	45,50	44,50	1,00	0,63

ствительной области увеличенной толщины. Прохождение частиц через первый детектор пары соответствует второй геометрии, через второй — первой. Выбор такого включения детекторов объясняется наличием мертвых слоев толщиной  $\sim 0,1$  мм со стороны  $n^+$ -контакта.

Распределения потерь энергии и соответствующие им экспериментальные положения «ступенек» ( $\Delta E_{\text{макс}}$ ) были измерены при  $\tau = 0,5$  и  $1,5$  мкс. Абсолютная погрешность в определении  $\Delta E_{\text{макс}}$  не превышала 20 кэВ. В табл. 12 представлены экспериментальные и расчетные оценки амплитудного дефекта ( $\Delta E_{\text{макс}}^{\tau=1,5} - \Delta E_{\text{макс}}^{\tau=0,5}$ ). При определении расчетного значения  $\Delta E_{\text{макс}}$  учитывалось, что в каждом случае абсолютная калибровка осуществляется с помощью источника  $^{226}\text{Ra}$  при тех же постоянных времени, что и в эксперименте. Из сравнения результатов видно, что экспериментальные значения близки к расчетным. Расхождение можно объяснять как отличием реального формирователя от упрощенного, принятого в моделировании, так и дополнительными эффектами, связанными с процессом собирания заряда.

Для детекторов, эксплуатируемых при комнатной температуре, наилучшее энергетическое разрешение ( $\sim 40$  кэВ) достигалось при  $\tau = 0,5$  мкс. Однако нелинейность, возникавшая при таких формированиях, ведет к значительному ухудшению точности измерения энергии частиц. Основываясь на полученных результатах, в качестве оптимального значения постоянной времени мы выбрали  $\tau = 1,5$  мкс, что обеспечивает значительное улучшение точности измерения энергии, несмотря на ухудшение энергетического разрешения до 70 кэВ. Такое изменение энергетического разрешения детекторов практически не сказывается на суммарном разрешении многослойного спектрометра [39].

Таким образом, представленный метод учета конечного времени собирания заряда в Si(Li)-детекторе [40] позволяет обрабатывать спектрометрическую информацию с минимальными искажениями и тем самым обеспечивает высокую точность ( $\sim 0,1\%$ ) определения абсолютной привязки энергетической шкалы.

**2.4. Электронная система ППД-телескопа.** Основными элементами электронной системы [105] многослойной полупроводниковой установки являются:

- многоканальная спектрометрическая аппаратура, обеспечивающая съем, преобразование и кодирование сигналов с детекторов;
- система быстрой логики, осуществляющая предварительный отбор событий и выработку триггера запуска спектрометра;
- система контроля спектрометрических и логических каналов и блок управления режимами работы установки.

Блоки регистрации спектрометрической информации осуществляют преобразование сигналов, поступающих с детекторов, в цифровые коды. Спектрометрический канал электроники включает в себя предварительный (ПУ) и спектрометрический (СУ) усилители, а также амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП). Для предварительного усиления использовались зарядочувствительные ПУ, созданные на базе различных микросхем. Для Si(Li)- и HPGe-детекторов при емкости  $C = 30$  пФ ПУ имели разрешение  $\Delta E$  (FWHM)  $\sim 2$  кэВ и фронт нарастания импульса  $\tau_f \sim 10$  нс. Для тонких Si(Au)-ППД ( $W = 100$  мкм) при  $C = 800$  пФ соответственно  $\Delta E \sim 20$  кэВ и  $\tau_f \sim 30$  нс. Спектрометрические каналы ППД-телескопов комплектовались усилителями и 4096-канальными АЦП. Основные характеристики спектрометрического канала приведены в табл. 13.

Энергетическая калибровка спектрометрических каналов проводилась с помощью образцовых  $\alpha$ -источников и генератора импульсов точной амплитуды.

Контроль линейности и стабильности спектрометрических каналов осуществлялся с помощью ГИТА. Управление амплитудой импульсов ГИТА обеспечивалось 20-разрядным цифроаналоговым преобразователем. Система давала возможность контролировать всю спектрометрическую электронику, начиная со входа предварительных усилителей. По ширине генераторных пиков контролировалось разрешение спектрометрических каналов, включая

**Таблица 13. Основные характеристики спектрометрических и временных каналов электроники**

Характеристика	Значение
Интегральная нелинейность, %	0,03
Температурная нестабильность, канал/ $^{\circ}$ С	0,1
Временная нестабильность, канал/ч	0,04
Максимальная загрузка, $c^{-1}$	$10^5$
$\langle \Delta E \rangle$ (Si-ППД, ускоритель), кэВ	50
$\langle \Delta E \rangle$ (HPGe-ППД, ускоритель), кэВ	100
Временное разрешение, нс	20

шумы детекторов. Стабильность коэффициента преобразования и «нуля» спектрометрических каналов измерялась по четырем реперным пикам ПИТА с периодичностью 30 мин. Контроль линейности осуществлялся по 15 пикам в начале и конце цикла измерений.

С целью получения лучшего временного разрешения логической системы для быстрого отбора событий использовались сигналы с «временных» выходов ПУ. Сигналы с ПУ поступали на быстрые усилители для получения амплитуды, необходимой для работы пороговых формирователей с точной временной привязкой. Эти формирователи осуществляли компенсацию временного разброса сигналов с ППД и, кроме того, позволяли реализовывать амплитудную дискриминацию для установки порогов на детекторах. Далее сигналы поступали в формирователи стандартных логических сигналов. Каналы быстрой электроники комплектовались на основе быстрых усилителей, пороговых формирователей и схем совпадений фирмы ORTEC. Сигналы от логических каналов служили для организации триггера запуска. Триггер запуска на срабатывание АЦП вырабатывался логической электроникой предварительного отбора событий. Для случая набора статистики со скоростью  $\sim 10^4 \text{ с}^{-1}$ , что практически было реализовано во всех экспериментах, потери событий не превышали 10% за счет «мертвого» времени системы съема информации.

Контроль работы быстрой логической электроники осуществлялся с помощью системы счетчиков, подсчитывающей число срабатываний логических элементов в основных точках схемы: после формирователей со следящим порогом и далее на всех стадиях формирования запускающего триггера. Это позволяло в процессе измерений контролировать стабильность параметров логической электроники.

Система сбора информации состояла из ЭВМ, микропрограммного бранд-драйвера и крейт-контроллеров. Описанная электронная система, входящая в состав метрологического обеспечения многослойных полупроводниковых спектрометров, использовалась в течение трех десятков лет в экспериментальных исследованиях на различных ускорителях.

**2.5. Методика измерения энергии и идентификации заряженных частиц многослойными ППД-спектрометрами.** Измерение энергии заряженных частиц слоистыми полупроводниковыми системами основано на измерениях ионизационных потерь частицы в каждом пройденном детекторе и последующей математической обработке результатов [20, 21]. Методы обработки основываются на знании физических характеристик, определяющих прохождение заряженных частиц в кремнии и германии. Точность определения этих характеристик должна быть сравнима с предельными значениями спектрометрических параметров детекторов.

На рис. 28 представлена структурная схема ППД-телескопа. Энергия заряженных частиц, регистрируемых ППД-телескопами, определялась двумя способами.



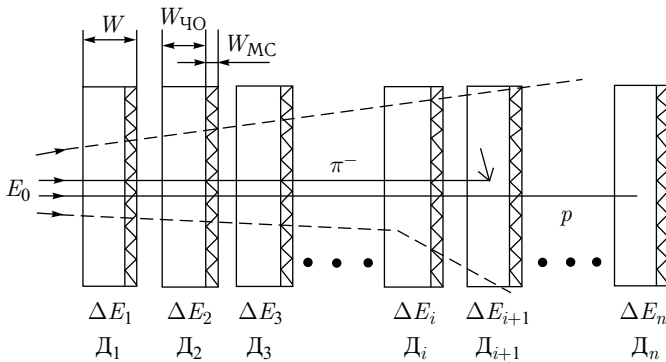


Рис. 28. Структурная схема ППД-телескопа

1. Для частиц, останавливающихся в чувствительном объеме одного из детекторов (режим «полного» поглощения), энергия определялась методом суммирования потерь энергии в этом и всех предшествующих детекторах телескопа. При этом учитывался вклад от потери энергии в мертвых слоях каждого из детекторов и мишени, который рассчитывался по средним ионизационным потерям в этих слоях.

2. Для частиц, останавливающихся в мертвом слое одного из детекторов (режим «напролет»), сначала с помощью энергетической зависимости средних ионизационных потерь определялась энергия частицы на входе в последний детектор, для которого энергосброс отличен от нуля. Далее переход к начальной энергии осуществлялся аналогично случаю «полного» поглощения, т.е. с помощью суммирования потерь в предыдущих детекторах.

Средние ионизационные потери зависят от сорта частиц, поэтому их идентификация необходима уже на этапе определения энергии. В случае «полного» поглощения идентификация необходима для введения поправок на потери энергии в мертвых слоях Si(Li)-детекторов. В случае «напролет» дополнительно необходимо выбирать зависимость энергетических потерь в последнем детекторе для конкретной частицы.

Корректность перечисленных способов восстановления энергии различных заряженных частиц подтверждается экспериментально измеренными величинами калибровочных параметров (точностью абсолютной энергетической привязки, энергетическим разрешением) созданных спектрометров.

Вопрос идентификации частиц и, следовательно, определения энергии, а также вопросы отбраковки событий с нарушением ионизационной зависимости потерь энергии вследствие выхода частиц из детектирующего объема,

краевых эффектов и ядерных реакций решались с помощью критерия  $\chi^2$  с функционалом следующего вида [21]:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \chi_i^2 = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\Delta R_{i \text{экс}} - W_i}{\sigma(\Delta R_{i \text{экс}})} \right)^2, \quad (13)$$

где  $W_i$  — «истинная» толщина  $i$ -го детектора, определяемая независимыми способами;  $\Delta R_{i \text{экс}}$  — толщина  $i$ -го ППД, определяемая по измерениям сбросов энергии и пробежной кривой (зависимости среднего пробега частицы от начальной энергии  $R(E)$ );  $\sigma(R_{i \text{экс}})$  — погрешность определения  $\Delta R_{i \text{экс}}$ ;  $n + 1$  — количество детекторов, в которых зарегистрированы энергетические сбросы.

Для случая «полного поглощения»

$$\Delta R_{i \text{экс}} = R_i \left( \sum_i^{n+1} \Delta E_j \right) - R_{i+1} \left( \sum_{i+1}^{n+1} \Delta E_j \right), \quad (14)$$

где  $\Delta E_j$  — зарегистрированный сброс энергии в  $j$ -м ППД с учетом поправки на потери в мертвом слое;  $R_i$  и  $R_{i+1}$  — средние пробеги частицы, начиная с точки входа в  $i$ - и  $(i + 1)$ -детекторы, которые определяются по пробежной кривой.

Величины, входящие в функционал (13), имеют нормальные распределения [21], что позволяет использовать численные оценки по критерию  $\chi^2$ . Отбираются события, для которых

$$\chi^2 \leq \chi_T^2, \quad (15)$$

$\chi_T^2$  — теоретическое значение  $\chi^2$  для 95 %-го уровня значимости.

Рисунок 29 дает представление о возможностях идентификации регистрируемых частиц с помощью ППД-спектрометра. Использовались экспериментальные данные, полученные в ПИЯФ при поглощении пионов ядрами  ${}^9\text{Be}$ .

На рис. 29, *a* показано исходное двумерное распределение потерь энергии в Si(Au)-детекторе (толщина 450 мкм) и Si(Li)-ППД (толщина 3 мм) для вторичных частиц, зарегистрированных этими детекторами. Видно, что хорошо выделяются ветви протонов ( $p$ ), дейтронов ( $d$ ), тритонов ( $t$ ) и изотопов гелия ( ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$ ). Эти же данные представлены на рис. 29, *б* после обработки измерений по критерию (15) для гипотезы остановки в первом Si(Li)-ППД. Отчетливо видно, как отбраковываются фоновые события и события, соответствующие частицам, прошедшим Si(Li)-ППД насквозь. При этом события, принадлежащие ветвям, остаются без изменения.

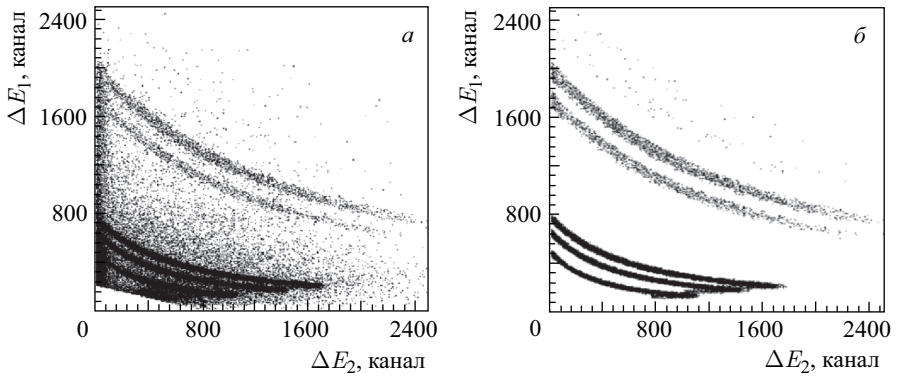


Рис. 29. Двумерное распределение энерговыделений в детекторе-идентификаторе ( $\Delta E_1$ ) и толстом Si(Li)-ППД ( $\Delta E_2$ ) при регистрации частиц от захвата  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$ : до обработки (а), после прохождения процедуры отбраковки (б) по критерию  $\chi^2$  для гипотезы остановки в первом Si(Li)-ППД телескопа

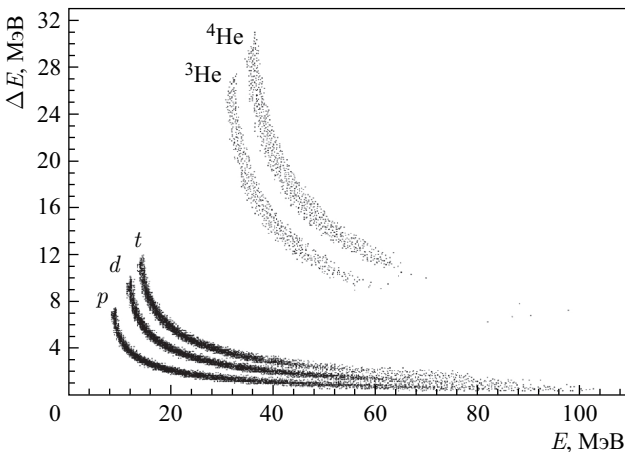


Рис. 30. Двумерное распределение энерговыделений в детекторе-идентификаторе ( $\Delta E$ ) и в детекторе полного поглощения ( $E$ )

Заметим, что упрощение структуры установки, например, использование телескопа из двух детекторов: детектора-идентификатора (толщина 0,5 мм) и детектора полного поглощения (толщина 43 мм), приведет к невозможности идентификации частиц, начиная с определенных величин их энергий. Такая ситуация демонстрируется на рис. 30, где представлено расчетное двумерное распределение энергетических потерь для такого телескопа. Хорошо видно слияние ветвей однозарядных частиц в области высоких энергий.

### 3. МНОГОСЛОЙНЫЕ ППД-СПЕКТРОМЕТРЫ: ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ, МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ, ФИЗИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Поиск и изучение новых ядерных состояний и экзотических ядер является одним из главных направлений развития современной ядерной физики. Прогресс в этой области исследований обусловлен созданием сильноточных ускорительных комплексов с энергиями до нескольких гигаэлектронвольт на нуклон, а также развитием экспериментальных методов регистрации частиц и созданием соответствующей спектрометрической аппаратуры.

Для проведения исследований по ядерной спектроскопии на ускорителях требуются установки, обладающие высоким разрешением в широком энергетическом диапазоне. Оптимальным способом решения этой проблемы является использование многослойных установок на основе полупроводниковых детекторов (ППД-телескопов), которые были разработаны и созданы в ЛЯП ОИЯИ совместно с НИЯУ МИФИ. Идея создания ППД-телескопов для регистрации частиц с относительно большими пробегами естественно возникает по причине ограниченных активных толщин детекторов. Следует отметить, что на момент начала данной работы аналогичная отечественная аппаратура отсутствовала. Кроме того, по настоящее время созданные многослойные полупроводниковые установки по своим параметрам (энергетическому разрешению, количеству детекторов и прецизионной спектрометрической электроники) практически не имеют аналогов в нашей стране.

Ниже дается описание многослойных полупроводниковых установок [44, 48, 50–52, 106], методических и физических результатов, полученных с использованием этой аппаратуры в экспериментах на ускорителях ПИЯФ РАН [54, 55, 58], LANL (Лос-Аламос) [4, 56, 57] и CELSIUS (Уппсала) [59]. Подробно рассматриваются принципы построения многослойных ППД-спектрометров и специфика проведения экспериментов, методы определения калибровочных параметров установок. Приводятся полученные результаты по параметрам экзотических ядерных состояний, которые обнаружены с помощью созданных полупроводниковых установок.

**3.1. Спектрометры для исследования легких нейтронно-избыточных ядер в реакциях поглощения пионов.** Наиболее полно спектрометрические свойства систем на основе ППД могут быть использованы в исследованиях легких нейтронно-избыточных ядер с помощью реакции поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами, где требуется регистрировать частицы в широком энергетическом диапазоне. К фундаментальным проблемам в этих исследованиях следует отнести поиск чисто нейтронных ядер, а также новых состояний тяжелых изотопов водорода, гелия и лития. Небольшое число нуклонов в поглощающем ядре облегчает возможность измерения полной кинематики реакции даже в измерениях на совпадения невысокой кратности.

При регистрации на совпадения одно- и двукратно заряженных частиц ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ) с помощью двухплечевой установки можно получить информацию о ядрах с большим избытком нейтронов.

Для демонстрации возможностей созданных многослойных ППД-спектрометров [44, 51] по изучению легких нейтронно-избыточных ядер ниже представлены результаты по обнаружению и определению параметров тяжелых изотопов водорода  ${}^4\text{H}$  и лития  ${}^{10}\text{Li}$ , полученных в экспериментах на ускорителях ПИЯФ [55–57] и LANL [59, 61, 62].

*3.1.1. Спектрометр для исследований на ускорителе ПИЯФ.* Схема спектрометра [44], который использовался в экспериментах на канале пионов низких энергий синхроциклотрона ПИЯФ РАН [107], представлена на рис. 31.

Установка состояла из двух вакуумных камер, в которых устанавливались ППД-телескопы, и центральной пучковой камеры, предназначенной для ввода пучка и установки мишеней. Ввод пучка осуществлялся через передний фланец центральной камеры, на котором была смонтирована система замедления и мониторинга.

Пучок  $\pi^-$ -мезонов после торможения в графитовом замедлителе и прохождения мониторинговых Si(Au)-детекторов останавливался в мишени М, которая была изготовлена в виде пластины  $\varnothing 32$  мм, толщиной  $\sim 100$  мкг/см<sup>2</sup> и располагалась под углом  $45^\circ$  к пучку. В измерениях использовались следующие

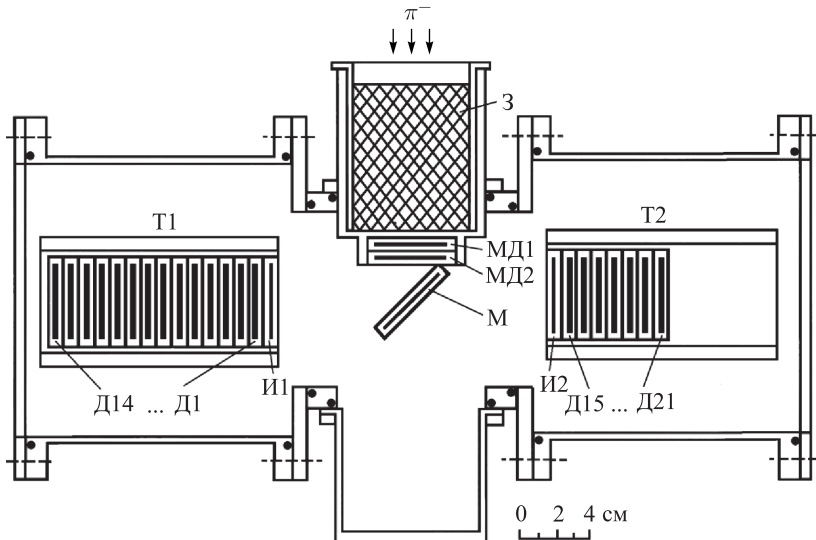


Рис. 31. Схема двухплечевой ППД-спектрометра для измерений в ПИЯФ. Т1 и Т2 — ППД-телескопы; 3 — графитовый замедлитель; М — мишень; МД1 и МД2 — мониторные детекторы

изотопы:  ${}^6,7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10,11}\text{B}$ . В качестве активной («живой») мишени устанавливался Si(Au)-ППД (аналог мишени  ${}^{28}\text{Si}$ ).

Заряженные частицы, образованные при поглощении пионов ядрами мишени, регистрировались двумя многослойными телескопами (Т1 и Т2). Первый телескоп Т1 состоял из одного Si(Au)-детектора толщиной 200 мкм (И1) и четырнадцати Si(Li)-ППД толщинами  $\sim 3$  мм, телескоп Т2 — из одного Si(Au)-ППД толщиной 400 мкм (И2) и семи Si(Li)-детекторов. Диаметр чувствительных областей детекторов 32 мм. Энергетическое разрешение для  $\alpha$ -частиц ( $E \cong 5,5$  МэВ) составляло 50 кэВ, а для ЭВК ( $E \cong 1$  МэВ) — 40 кэВ. Si(Au)-ППД работали в режиме растяжки обедненной области на полную толщину детектора. Si(Li)-ППД имели мертвый слой  $\sim 300$  мкм. Калибровка спектрометрических каналов проводилась с помощью  $\alpha$ -источников.

В такой конфигурации телескопы позволяли измерять однозарядные частицы  $p$ ,  $d$ ,  $t$ . Телесный угол при регистрации частиц, останавливающихся в последнем Si(Li)-ППД, составлял 0,04 ср. Максимальная скорость остановок пионов  $N_{\text{ост}}$  в мишенях толщиной  $\sim 100$  мг/см<sup>2</sup> составляла величину  $\sim 3 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>.

Для увеличения скорости остановок в мишени в рассматриваемой конструкции замедлитель был установлен на минимальном расстоянии от мишени. В этом случае возрастает фон вторичных частиц из последних слоев замедлителя, поэтому были приняты специальные меры для его подавления. С этой целью в качестве последних слоев замедлителя использовались два мониторных Si(Au)-ППД (МД1, МД2). Анализ сигналов с мониторных детекторов позволял отбирать пионы с остаточным пробегом, соответствующим толщине мишени, и достаточно надежно исключать фоновые события. Задача подавления фона в установке также была решена с помощью использования так называемой «живой» мишени (Si(Au)-детектора), сигнал с которой включался в логику отбора событий. Спектрометрическая информация с «живой» мишени позволяла решать такие методические вопросы, как анализ эффективности отбора полезных событий и выполнение абсолютной нормировки выходов частиц [44].

На ускорителе ПИЯФ изучение образования тяжелого изотопа лития  ${}^{10}\text{Li}$  [55] проводилось в реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов на мишени  ${}^{11}\text{B}$ . Ко времени проведения нашего исследования  ${}^{10}\text{Li}$  наблюдался только в одном эксперименте [108]. В реакции  ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$  (при  $E({}^9\text{Be}) = 121$  МэВ) было обнаружено нуклонно-нестабильное состояние  ${}^{10}\text{Li}$  с резонансной энергией над порогом распада в  ${}^9\text{Li} + n$ ,  $E_r = (0,80 \pm 0,25)$  МэВ и с шириной  $\Gamma = (1,2 \pm 0,3)$  МэВ. Из экспериментов по фрагментации ядер [109] надежно было установлено отсутствие нуклонно-стабильных состояний  ${}^{10}\text{Li}$ . В то же время в работах [110, 111] высказывались сомнения в том, что наблюдавшееся в [108] состояние является основным.

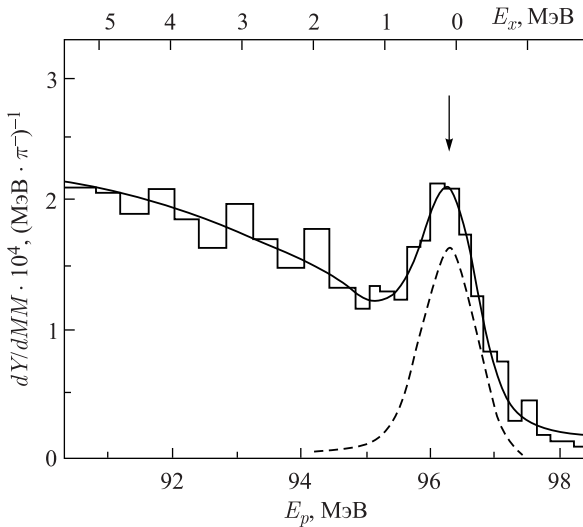


Рис. 32. Инклюзивный спектр протонов из реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами  $^{11}\text{Be}$ , штриховой линией обозначено наблюдаемое состояние  $^{10}\text{Li}$

На рис. 32 показан измеренный инклюзивный спектр протонов из реакции  $^{11}\text{Be}(\pi^-, p)X$ . С целью выделения двухчастичного канала с образованием  $^{10}\text{Li}$  измеренный спектр описывался суммой распределений, соответствующих образованию этого канала и  $n$ -частичных распределений по фазовому объему ( $3 \leq n \leq 5$ ). Для описания резонансного состояния использовалось распределение Брейта–Вигнера.

При описании спектра протонов были получены следующие значения резонансных параметров наблюдаемого состояния  $^{10}\text{Li}$ :  $E_r = (0,15 \pm 0,15)$  МэВ и  $\Gamma < 0,4$  МэВ. Величина резонансной энергии  $E_r$  оказалась заметно меньше результата работы [108], но соответствовала эмпирическим оценкам, приведенным в [110, 111]. Энергетическое разрешение выполненных измерений в ПИЯФ позволило оценить только верхнюю границу ширины основного состояния  $^{10}\text{Li}$ . Полученный результат впервые показал, что основное состояние  $^{10}\text{Li}$  представляет собой  $s$ -волновое виртуальное состояние, имеющее аномальную четность. Измеренные параметры  $^{10}\text{Li}$  вошли в компиляцию мировых данных по структуре уровней ядер с  $A = 10$  [112].

Примером корреляционных измерений, выполненных с помощью многослойных ППД-спектрометров, являются исследования образования сверхтяжелых изотопов водорода  $^n\text{H}$  ( $n \geq 4$ ). Ко времени выполнения нашего эксперимента в ПИЯФ надежно была установлена нуклонная нестабильность изотопа  $^4\text{H}$  [113–116]. Однако экспериментальные данные по резонансной

энергии (от 0,3 до 8 МэВ) и ширине этого состояния (от 1 до 5 МэВ) сильно различались между собой.

На ускорителе ПИЯФ для поиска сверхтяжелого изотопа водорода  ${}^4\text{H}$  использовалась реакция поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$ . С помощью двухплечевого спектрометра регистрировались пары заряженных частиц ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ), разлетающихся под углом  $180^\circ$ . Такая постановка эксперимента позволила не только исследовать трехчастичные каналы реакции с участием изотопов  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^4\text{H}$ , но и впервые обнаружить изотоп  ${}^5\text{H}$  [54].

Поиск  ${}^4\text{H}$  проводился в спектре недостающих масс  $MM$ , измеренном для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dt)X$ . На рис. 33 представлены спектры для зарегистрированных  $tt$ - и  $dt$ -пар. За начало отсчета принята масса  $t$  и сумма масс  $t + n$  соответственно. В области малых значений  $MM$  видны пики, которые соответствуют проявлению трехчастичных каналов реакции с образованием изотопов  ${}^3\text{H}$  и  ${}^4\text{H}$ . С целью определения параметров исследуемых состояний спектры  $MM$  описывались суммой распределений, рассчитанных по фазовому объему для всех возможных конечных состояний. Наблюдаемый пик на рис. 33, б описывался распределением Брейта–Вигнера.

Точность определения разрешения по  $MM$  и точности энергетической привязки контролировались с помощью выделения реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt){}^3\text{H}$ .

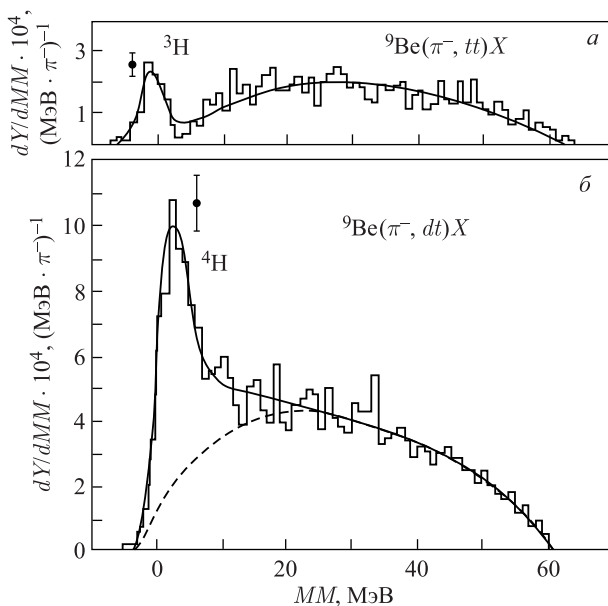


Рис. 33. Спектры недостающих масс ( $MM$ ) для реакций  ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)X$  (а) и  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dt)X$  (б), измеренные в эксперименте на ускорителе ПИЯФ



Полученные результаты для положения пика, отвечающего основному состоянию тритона ( $E_0 = (0,0 \pm 0,2)$  МэВ, ширина  $\Gamma \approx 4,5$  МэВ), демонстрируют отсутствие систематических сдвигов. Аналогичная обработка спектра недостающих масс для событий с зарегистрированными  $dt$ -парами позволила определить положение и ширину резонансного состояния сверхтяжелого изотопа водорода  ${}^4\text{H}$ :  $E_r = (3,0 \pm 0,2)$  МэВ,  $\Gamma \approx 4,5$  МэВ. Сравнение полученного значения  $E_r$  для изотопа  ${}^4\text{H}$  с данными других экспериментов и теоретических расчетов [115, 116] показало их хорошее совпадение. Вместе с тем достаточно большая ширина состояния  ${}^4\text{H}$ , измеренная на ускорителе ПИЯФ, была обусловлена в основном недостаточным разрешением по недостающей массе.

Таким образом, созданный полупроводниковый спектрометр заряженных частиц показал перспективность исследования легких нейтронно-избыточных ядер с помощью реакций поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов.

*3.1.2. Спектрометр для исследования на ускорителе LANL.* Результаты по спектроскопии легких ядер  ${}^4\text{H}$ ,  ${}^5\text{H}$  и  ${}^{10}\text{Li}$  [54, 55], полученные на ускорителе ПИЯФ, легли в основу программы исследования нейтронно-избыточных ядер в реакциях поглощения  $\pi^-$ -мезонов, реализованной нами на ускорителе LANL (Лос-Аламос, США).

Для этого эксперимента была разработана и изготовлена новая конструкция спектрометра, созданы тридцать Si(Li)-детекторов с тонкими мертвыми слоями  $\sim 50$  мкм и изготовлены тонкие мишени  $\sim 25$  мкг/см<sup>2</sup>. Это позволило значительно улучшить энергетическое разрешение спектрометра при регистрации заряженных частиц в инклюзивных измерениях, а также разрешение по недостающей массе для корреляционных событий.

Высокая интенсивность первичного пучка пионов LANL, использование в эксперименте тонких мишеней при высоком аппаратурном разрешении установки позволили достичь рекордной статистической обеспеченности данных для исследования большого набора легких нейтронно-избыточных ядер  ${}^{4-7}\text{H}$ ,  ${}^{5-10}\text{He}$ ,  ${}^{8-12}\text{Li}$ . Например, для сверхтяжелых изотопов водорода и тяжелых изотопов лития статистика оказалась в несколько десятков раз выше по сравнению с измерениями в ПИЯФ. Ниже показано, что созданная установка для исследований в LANL дала возможность получить качественно новые результаты по спектроскопии  ${}^4\text{H}$  и  ${}^{10}\text{Li}$  [56, 57] по сравнению с данными, полученными ранее в ПИЯФ.

Эксперимент был выполнен на канале пионов низкой энергии LANL [117] с помощью двухплечевого ППД-спектрометра [51]. Схема установки представлена на рис. 34. Пучок  $\pi^-$ -мезонов с энергией 30 МэВ проходил через замедлитель и останавливался в тонкой мишени. Вторичные заряженные частицы регистрировались двумя ППД-телескопами. Принципы построения спектрометра отвечали следующим основным целям: получение высокой плотности остановок в мишени при сохранении возможности на-

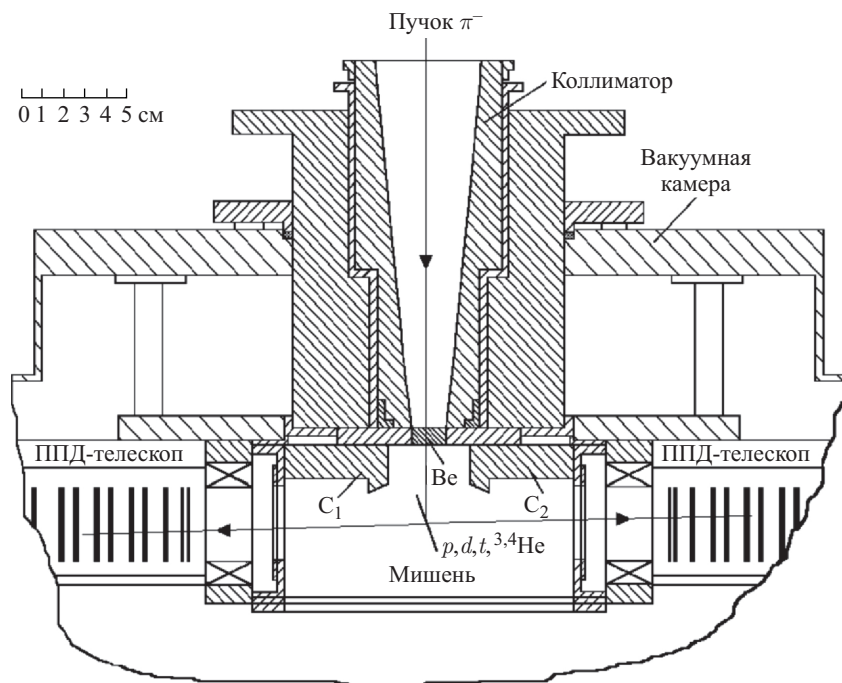


Рис. 34. Схема двухплечевого ППД-спектрометра для эксперимента в LANL

дежного исключения фона; обеспечение достаточной светосилы установки; обеспечение высокого энергетического разрешения при регистрации длиннопробежных заряженных частиц в диапазоне энергий от нескольких до сотен мегаэлектронвольт.

Высокая плотность остановок пионов достигалась за счет выбора оптимальной энергии пучка и максимального приближения замедлителя к мишени. В эксперименте использовался пучок пионов с импульсом 95 МэВ/с и  $\Delta p/p = \pm 1\%$ . При этом примерно 50% пучка останавливался в замедлителе, 5% в мишени, около 15% распадалось в вакуумном объеме камеры, оставшиеся пионы поглощались стенками камеры. Скорость остановок в мишени составила  $6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ .

Входная часть спектрометра изготовлена из алюминиевых коллиматоров и бериллиевого замедлителя с учетом профиля и фоновых условий высокоинтенсивного пучка пионов. Конструкция мишенного устройства обеспечивала минимальное количество фонового вещества в области взаимодействия пучка с мишенью и допускала замену мишеней, которые крепятся с помощью тонких (30 мкм) нитей из бериллиевой бронзы.

Замедлитель, соответствующий оптимальной энергии пучка, устанавливался на минимальном расстоянии от мишени. В этом случае вместе с увеличением плотности остановок в мишени возрастает фон вторичных частиц из замедлителя и необходимо применять специальные меры для его подавления. Для этой цели использовались латунные коллиматоры  $C_1$  и  $C_2$ , которые одновременно подавляли фон вторичных частиц из стенок камеры. Бериллиевый замедлитель составлялся из пластин толщиной 0,1–1,0 мм. Это позволило, изменяя его толщину, получить максимальную скорость остановок в мишени при различных энергиях.

В эксперименте использовались пять мишеней:  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10,11}\text{B}$ ,  ${}^{12,14}\text{C}$ . Мишени были изготовлены в виде дисков диаметром 26 мм и толщиной  $\sim 25$  мг/см<sup>2</sup>. Мишени располагались на расстоянии 4,5 см от замедлителя и под углом 22° к пучку, что уменьшало энергетические потери вторичных частиц и, следовательно, улучшало энергетическое разрешение.

Вторичные частицы, образованные в результате поглощения пионов ядрами мишени, регистрировались с помощью двух телескопов на основе кремниевых детекторов. Телескопы, угол между которыми 180°, размещались на расстоянии 12 см от мишени. Каждый телескоп состоял из двух Si(Au)-ППД с толщинами 100 и 450 мкм и четырнадцати Si(Li)-ППД с толщинами  $\sim 3$  мм. Диаметр чувствительной области всех детекторов 32 мм. Толщина мертвого слоя Si(Li)-ППД  $\sim 50$  мкм. Энергетическое разрешение детекторов при комнатной температуре составляло 50 кэВ по  $\alpha$ -частицам ( $E_\alpha \approx 5,5$  МэВ).

Чувствительная суммарная толщина каждого телескопа  $\sim 43$  мм кремния. Геометрическая длина телескопа 140 мм. Как будет показано ниже, оба телескопа обеспечивали регистрацию однозарядных частиц ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ) вплоть до кинематических границ реакции поглощения ( $E \sim 100$  МэВ). Порог идентификации составлял 3,5, 4,0, 4,5 МэВ для  $p$ ,  $d$  и  $t$  соответственно. Угловой захват для каждого телескопа с ростом энергии частиц изменялся в следующих пределах:  $d\Omega_p = 55\text{--}15$  мср,  $d\Omega_d = 55\text{--}17$  мср,  $d\Omega_t = 55\text{--}26$  мср.

Для корректной обработки и анализа экспериментальных данных необходимо знание параметров аппаратурной (приборной) линии установки. В качестве основных параметров выделим ширину линии, точность абсолютной калибровки энергетической шкалы и временную стабильность. Важность определения и учета этих факторов обусловлена необходимостью корректного выделения в физических спектрах возможно большего числа пиков, отвечающих различным состояниям исследуемых ядер.

Ниже приводится описание метода определения энергетического разрешения, точности абсолютной привязки энергетической шкалы и временной стабильности характеристик многослойного ППД-спектрометра с учетом реальных условий эксперимента в LANL.

Основная трудность в изучении функции отклика экспериментальных установок на ускорителях связана с получением моноэнергетических пуч-

ков частиц необходимой энергии. Использование реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами дает в этом отношении ряд методических преимуществ. Практически нулевой импульс начального состояния и заметный выход двух-частичных каналов, в которых энерговыделение фиксировано, позволяют получать моноэнергетические протоны, дейтроны и тритоны с энергиями вплоть до кинематических границ реакции.

В рассматриваемой выше постановке эксперимента на ширину аппаратурной линии установки оказывают влияние 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 спектрометрических электронных трактов  $\Delta E_{\text{эл}}$  с учетом вклада от детекторов. Таким образом, энергетическое разрешение может быть представлено следующим соотношением:

$$\Delta E^2 \approx \Delta E_{\text{миш}}^2 + \Delta E_{\text{МС}}^2 + \Delta E_{\text{эл}}^2. \quad (16)$$

Для оценки вкладов первой и второй компонент использовались результаты моделирования прохождения заряженных частиц в слоистых структурах. В расчетах учитывались ионизационные потери энергии частицы в структурных слоях телескопа, неоднородности толщин этих слоев, многократное рассеяние, разброс углов входа частиц в телескоп. Входная энергия частиц восстанавливалась методом суммирования потерь энергии в детекторах с учетом средних энергетических сбросов в их мертвых слоях.

Моделирование выполнялось для однозарядных частиц ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ) в диапазоне 60–100 МэВ. Так как параметры мишеней и структура телескопов варьировались в ходе исследований, величины  $\Delta E_{\text{миш}}$  и  $\Delta E_{\text{МС}}$  были рассчитаны для различных толщин мишеней (5–50 мг/см<sup>2</sup>) и мертвых слоев детекторов (10–100 мкм).

В выбранном энергетическом диапазоне расчетные данные для  $\Delta E_{\text{миш}}$  хорошо аппроксимируются прямыми линиями. Поэтому вклад этой составляющей разрешения можно представить в следующем виде:

$$\Delta E_{\text{миш}} = kD/E, \quad (17)$$

где  $E$  [МэВ] — энергия частицы;  $D$  [мг/см<sup>2</sup>] — толщина мишени;  $k \cong 0,49, 0,92, 1,30$  МэВ<sup>2</sup> · см<sup>2</sup>/мг соответственно для  $p$ ,  $d$ ,  $t$ .

Вклад второй компоненты  $\Delta E_{\text{МС}}$  в общее разрешение рассчитывался для стопки кремниевых детекторов с толщинами, равными 3 мм, и мертвыми слоями от 10 до 400 мкм каждый. Расчетные данные показали, что величина  $\Delta E_{\text{МС}}$  является функцией  $W^{1/2}$ , где  $W$  — сумма толщин мертвых слоев, через которые проходит частица до остановки. В диапазоне  $W$  от 100 до 2400 мкм все расчетные точки лежат на одной прямой и могут быть представлены в виде

$$\Delta E_{\text{МС}} = a + b(W[\text{мкм}])^{1/2}, \quad (18)$$

где  $a = 120$  кэВ и  $b = 7$  кэВ/мкм<sup>1/2</sup>.

Наиболее прост для определения третий фактор в (16). В силу независимости регистрирующих элементов телескопа значение  $\Delta E_{\text{эл}}$  можно получить из соотношения

$$\Delta E_{\text{эл}} = n^{1/2} \Delta E_{\text{СК}}, \quad (19)$$

где  $n$  — число детекторов, необходимое для измерения энергии частицы на полное поглощение;  $\Delta E_{\text{СК}}$  — среднее энергетическое разрешение спектрометрического канала.

Основной результат выполненных расчетов состоит в том, что полученные аналитические выражения позволяют просто оценить ожидаемое энергетическое разрешение многослойной полупроводниковой системы. Так, например, для протонов с энергией  $E = 100$  МэВ ( $n = 16$ ,  $\Delta E_{\text{СК}} = 80$  кэВ,  $W \approx 700$  мкм), образующихся в мишени толщиной  $25$  мг/см<sup>2</sup>, использование соотношений (17)–(19) дает  $\Delta E \approx 455$  кэВ. Как будет показано ниже, эта величина хорошо согласуется с данными, полученными в экспериментальных исследованиях.

С целью определения реальных спектрометрических возможностей созданного спектрометра нами использовался экспериментальный материал, полученный в реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$ . Для измерения энергетического разрешения при регистрации  $p$ ,  $d$ ,  $t$  исследовались инклюзивные спектры этих частиц в реакциях  ${}^9\text{Be}(\pi^-, p)X$ ,  ${}^{12}\text{C}(\pi^-, d)X$ ,  ${}^{12}\text{C}(\pi^-, t)X$  (рис. 35).

Исследуемые реакции удобны, поскольку на кинематических границах проявляются хорошо выделенные пики при энергиях  $E(p) = 98,5$  МэВ,  $E(d) = 93,9$  МэВ,  $E(t) = 84,1$  МэВ, обусловленные двухчастичными каналами реакции с образованием основных состояний ядер  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$  и  ${}^9\text{Be}$ . В силу нуклонной стабильности (нулевых значений естественных ширин) этих состояний и отсутствия близлежащих возбужденных уровней [116] ширины измеренных пиков дают возможность точно определить энергетическое разрешение спектрометра. Отметим, что инклюзивные спектры дейтронов и тритонов демонстрируют возможности установки по спектрометрии возбужденных состояний ядер в широком диапазоне энергий возбуждения.

Экспериментальные значения энергетического разрешения  $\Delta E_{\text{эксп}}$  для исследуемых частиц приведены в табл. 14. Для сравнения в этой таблице представлены также расчетные величины разрешения спектрометра  $\Delta E_{\text{расч}}$  и трех ее основных составляющих. Видно, что расчетные значения  $\Delta E_{\text{расч}}$  хорошо совпадают с экспериментальными величинами  $\Delta E_{\text{эксп}}$ . Это согласие демонстрирует правильность выбранной методики учета факторов, определяющих суммарное энергетическое разрешение ППД-телескопа.

Из полученных данных можно сделать следующие выводы. При регистрации тритонов, имеющих наименьший пробег, основной вклад в суммарное разрешение вносит неопределенность потерь энергии в мишени. С увеличе-

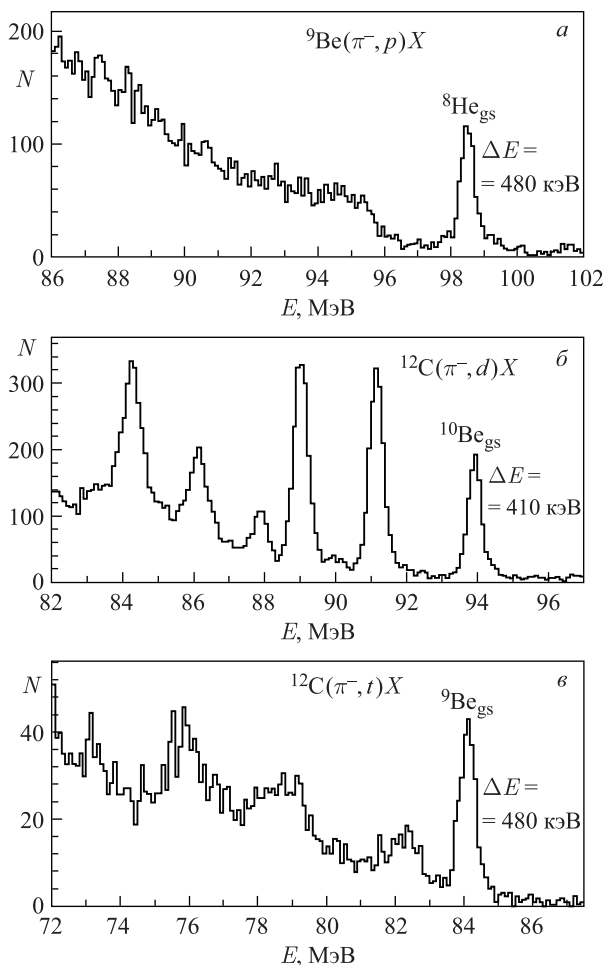


Рис. 35. Инклюзивные спектры протонов (а), дейтронов (б) и тритонов (в), образованные при поглощении  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$

нием длины пробега частиц (дейтронов) все факторы вносят приблизительно одинаковый вклад.

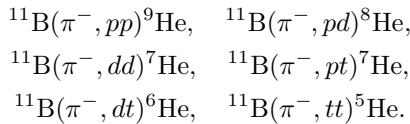
Двухплечевая структура спектрометра позволяет получать данные как в инклюзивных, так и в корреляционных измерениях заряженных частиц. Поиск нейтронно-избыточных ядер в трехчастичных каналах реакций ведется с помощью идентификации пиков в спектрах недостающих масс  $MM$ . В корреляционных измерениях величина разрешения по  $MM$  определяется следую-

Таблица 14. Расчетные и экспериментальные значения энергетического разрешения ППД-телескопа и составляющих этой величины

Энергия частицы, МэВ	$E(p) = 98,5$	$E(d) = 93,9$	$E(t) = 84,1$
Вклады в $\Delta E_{\text{расч}}$ , кэВ:			
$\Delta E_{\text{миш}}$	110	230	377
$\Delta E_{\text{МС}}$	306	237	200
$\Delta E_{\text{эл}}$	327	219	183
$\Delta E_{\text{расч}}$ , кэВ	462	400	466
$\Delta E_{\text{экср}}$ , кэВ	$480 \pm 25$	$410 \pm 15$	$480 \pm 30$

щими факторами: неопределенностями в измерении энергии каждой частицы и неопределенностями в угле разлета частиц, обусловленными конечным угловым захватом ППД-телескопов.

В качестве примера рассмотрим корреляционные данные, полученные на мишени  $^{11}\text{B}$ . В измерениях пар однозарядных частиц в спектрах  $MM$  могут быть выделены следующие трехчастичные каналы реакции:



Видно, что в одной экспозиции с использованием мишени  $^{11}\text{B}$  возможно исследовать широкий набор изотопов гелия от  $^5\text{He}$  до  $^9\text{He}$ , а для ядра  $^7\text{He}$  получить информацию о его параметрах сразу в двух каналах реакций.

Для демонстрации разрешающей способности в корреляционных измерениях на рис. 36 приведены спектры  $MM$  при регистрации  $pd$ -,  $dd$ - и  $dt$ -пар. За начало отсчета в этих распределениях приняты массы основных состояний остаточных ядер. Спектры имеют отчетливые пики, соответствующие основным состояниям ядер  $^8\text{He}$ ,  $^7\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ . В канале с регистрацией  $dt$ -событий также хорошо выделяется первое возбужденное состояние  $^6\text{He}$  с энергией 1,8 МэВ, совпадающей с табличным значением [116].

Анализ результатов по регистрации пар однозарядных частиц показывает, что разрешение по  $MM$  слабо зависит от конкретного канала реакции и вблизи порога составляет величину  $\Delta MM \approx 1$  МэВ. Результаты измерения спектров  $MM$  позволяют также оценить точность абсолютной привязки шкалы  $MM$ . Для всех пар однозарядных частиц эта величина  $\delta_{MM} \leq 0,1$  МэВ.

Приведенные выше результаты указывают на корректность представленного подхода для определения разрешающей способности многослойных полупроводниковых систем при регистрации заряженных частиц с энергиями  $E \sim 100$  МэВ/нуклон. Разработанный метод может быть использован как для

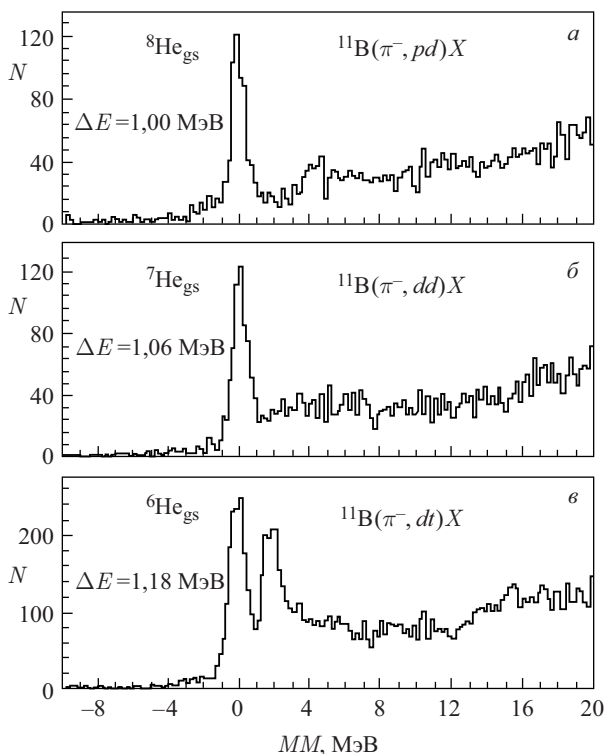


Рис. 36. Спектры недостающих масс ( $MM$ ) для событий  $(pd)$ ,  $(dd)$  и  $(dt)$  из реакций поглощения пионов ядрами  $^{11}\text{B}$

анализа полученных данных, так и для оценки энергетического разрешения различных ППД-телескопов при планировании будущих экспериментов.

Таким образом, по своим спектрометрическим характеристикам ППД-установка, использованная в LANL, значительно превосходит аналогичный спектрометр, который применялся для измерений в ПИЯФ. Энергетическое разрешение при регистрации длиннопробежных заряженных частиц улучшено в два раза и составляет  $\Delta E \approx 500$  кэВ, разрешение по  $MM$  при регистрации пар однозарядных частиц улучшено в 4 раза и составляет  $\Delta E_{MM} \approx 1$  МэВ. Полученный результат был достигнут благодаря разработкам технологии изготовления ППД и методики применения их в многослойных спектрометрах.

Ниже приведены результаты исследования низколежащих состояний изотопов лития  $^{10}\text{Li}$  и водорода  $^4\text{H}$ , которые были получены в LANL.

Повторное использование мишени  $^{11}\text{B}$  в эксперименте на LANL позволило более детально исследовать параметры основного состояния  $^{10}\text{Li}$ . Это



было достигнуто за счет улучшения в два раза энергетического разрешения при регистрации однозарядных частиц и большей (в шестьдесят раз) статистики. Спектр недостающих масс для протонов из реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, p)X$  представлен на рис. 37. За начало отсчета принята сумма масс  $^9\text{Li} + n$ . Удовлетворительное описание спектра достигается при включении трех резонансных состояний со следующими параметрами:  $E_0 = (0,48 \pm 0,1)$  МэВ,  $\Gamma \approx 0,5$  МэВ;  $E_{r1} = (3,16 \pm 0,1)$  МэВ,  $\Gamma \approx 1,5$  МэВ;  $E_{r2} = (8,5 \pm 0,3)$  МэВ,  $\Gamma \approx 2$  МэВ.

Ко времени выполнения эксперимента в LANL существовали серьезные аргументы в пользу того, что в ядре  $^{10}\text{Li}$  расстояние между основным и первым возбужденным состояниями невелико [113]. Поэтому была проверена возможность описания наблюдаемого пика суперпозицией двух состояний (вставка на рис. 37), что привело к лучшему согласию с экспериментом. Наилучшее описание достигается при  $E_0 = (0,1 \pm 0,1)$  МэВ,  $\Gamma \approx 0,4$  МэВ;  $E_{r1} = (0,6 \pm 0,1)$  МэВ,  $\Gamma \approx 0,1$  МэВ.

В интервале значений энергии 0–2 МэВ (основной вклад в описание спектра дают брейт-вигнеровские распределения) для гипотезы одного состояния уровень согласия с экспериментом  $< 1\%$  (значение  $\chi^2/N_{\text{DF}} = 1,5$  при

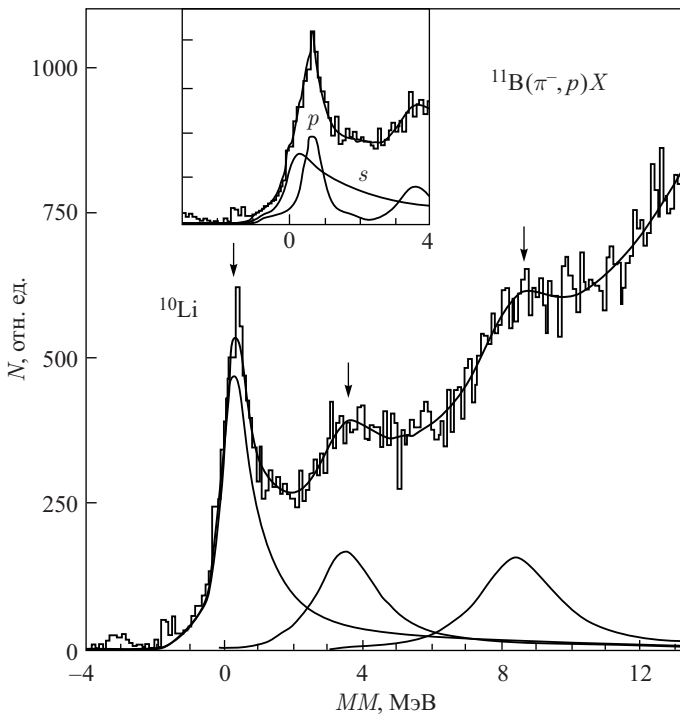


Рис. 37. Спектр недостающих масс ( $MM$ ) для реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, p)X$ , измеренный в LANL

числе степени свободы  $N_{DF} = 13$ ), а для гипотезы двух состояний  $\sim 30\%$  ( $\chi^2/N_{DF} = 1,1$ ,  $N_{DF} = 10$ ). Кроме того, видно, что при описании с помощью двух пиков пик с меньшей энергией оказывается заметно шире, чем пик с большей энергией. Этот факт может служить указанием на аномальную четность основного состояния  $^{10}\text{Li}$ . Подчеркнем, что полученные параметры при описании наблюдаемого пика  $^{10}\text{Li}$  с помощью двух состояний согласуются с большинством современных данных [118–120], измеренных в различных реакциях.

Повторное использование мишени  $^9\text{Be}$  в эксперименте на LANL позволило получить приоритетные результаты о структуре уровней изотопа  $^4\text{H}$ . Более качественные результаты, по сравнению с измерениями в ПИЯФ, были достигнуты за счет улучшения разрешения по  $MM$  в четыре раза и увеличения статистики на порядок.

Как отмечалось выше, существование изотопа  $^4\text{H}$  надежно установлено. В нескольких работах [114, 121, 122] наблюдались два возбужденных уровня. При этом не исключено, что в области резонансных энергий 1–6 МэВ может наблюдаться большее число состояний. Вероятность заселения отдельных состояний  $^4\text{H}$  в значительной степени определяется правилами отбора и механизмом ядерной реакции, а также структурой начальных ядер. В связи с этим ненаблюдение в эксперименте конкретного состояния не означает его отсутствия в данной системе.

Поиск состояний  $^4\text{H}$  проводился в спектре  $MM$  для реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, dt)X$ . Результаты измерений контролировались с помощью реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, dt)^6\text{He}$  (см. рис. 36, в), которая измерялась в том же эксперименте. Из рис. 36, в видно, что хорошо выделяются пики, соответствующие образованию  $^6\text{He}$  в основном и первом возбужденном состояниях, расстояние между которыми 1,8 МэВ. Анализ данных показал, что энергетическое разрешение  $MM$  для  $dt$ -событий  $\leq 1,2$  МэВ, а ошибка в абсолютной привязке шкалы составляет 0,1 МэВ.

В эксперименте на мишени  $^9\text{Be}$  энергетическое разрешение и абсолютная калибровка шкалы контролировались по измерениям  $tt$ -событий (рис. 38). За начало отсчета принята масса тритона. Наблюдаемый пик в области нулевых недостающих масс связан с трехчастичным каналом реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$ . Полученные результаты для пика  $MM = (0,0 \pm 0,1)$  МэВ и наблюдаемая ширина  $\Gamma \approx 1,5$  МэВ показывают корректность методики и отсутствие систематических ошибок.

На рис. 39 показан спектр  $MM$  для реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, dt)^4\text{H}$ . За начало отсчета принята сумма масс тритона и нейтрона. В спектре отчетливо наблюдается пик в области небольших значений недостающих масс. Эта часть спектра более детально показана на вставке рис. 39. В пике ясно проявляется структура, указывающая на возможность его образования в результате суперпозиции нескольких состояний  $^4\text{H}$ . Для выделения этих состояний ис-

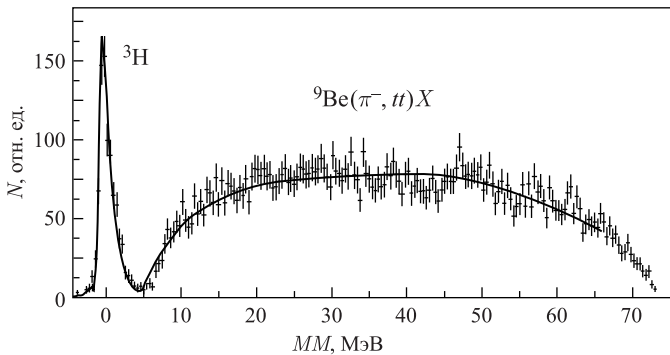


Рис. 38. Спектр  $MM$  для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)X$ . Сплошная линия — полное описание

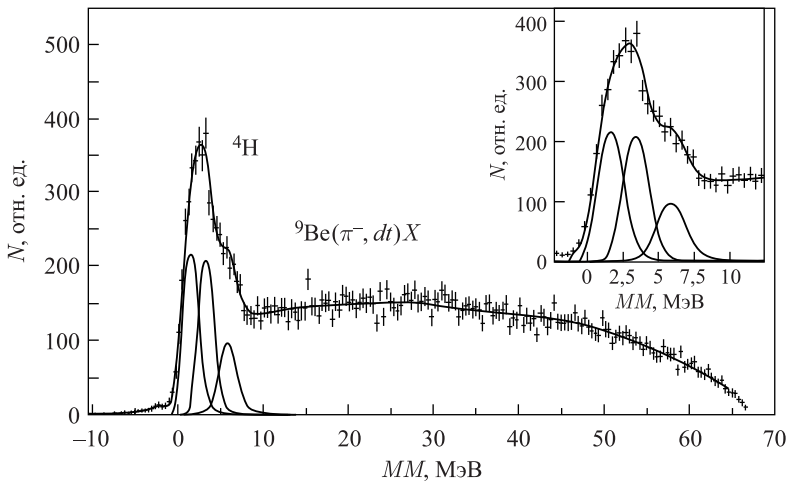


Рис. 39. Спектр  $MM$  для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, dt)X$ . Сплошные линии — полное описание и распределения по Брейту-Вигнеру

пользовался метод наименьших квадратов при описании экспериментальных спектров суммой  $n$ -частичных распределений по фазовому объему ( $n \geq 4$ ) и брейт-вигнеровских распределений. Предполагалось, что состояния  ${}^4\text{H}$  представляют собой  $p$ -волновые резонансы с параметризацией, предложенной в работе [123].

Сначала пик был описан с помощью одного резонансного состояния  ${}^4\text{H}$ . В этом случае параметры этого резонанса  $E_r = (3,1 \pm 0,1)$  МэВ и  $\Gamma \approx 3,0$  МэВ. Однако эта гипотеза может быть отвергнута на 2 %-м уровне достоверности

( $\chi^2/N_{DF} = 1,6$ ,  $N_{DF} = 32$ ). Следует обратить внимание на то, что эти значения параметров близки к величинам, полученным во многих работах, в том числе и в экспериментах на радиоактивных пучках [124, 125].

Гипотеза о существовании двух уровней  ${}^4\text{H}$  ( $E_{r1} = (2,4 \pm 0,1)$  МэВ,  $\Gamma_{r1} \approx 1,5$  МэВ;  $E_{r2} = (5,8 \pm 0,2)$  МэВ,  $\Gamma_{r2} \approx 2,5$  МэВ) также может быть отвергнута на 2%-м уровне достоверности ( $\chi^2/N_{DF} = 1,6$  при  $N_{DF} = 29$ ). Снова отметим, что полученные значения резонансных энергий хорошо согласуются с результатами работ [114, 122], в которых авторы наблюдали два уровня.

Удовлетворительное описание спектра ( $\chi^2/N_{DF} = 0,88$  при  $N_{DF} = 26$ ) достигается только при учете трех состояний  ${}^4\text{H}$  со следующими значениями резонансных параметров:  $E_{r1} = (1,6 \pm 0,1)$  МэВ,  $\Gamma_{r1} \approx 2$  МэВ;  $E_{r2} = (3,4 \pm 0,1)$  МэВ,  $\Gamma_{r2} \approx 2$  МэВ;  $E_{r3} = (6,0 \pm 0,2)$  МэВ,  $\Gamma_{r3} \approx 2$  МэВ.

Из представленных результатов по спектроскопии  ${}^4\text{H}$  можно сделать следующие заключения: основное состояние  ${}^4\text{H}$  является более связанным, чем это предполагалось ранее; впервые в одной реакции наблюдались сразу три резонансных состояния  ${}^4\text{H}$ .

Таким образом, созданные спектрометры на основе кремниевых детекторов позволили не только обнаружить экзотические ядра  ${}^{10}\text{Li}$  и  ${}^4\text{H}$  в реакциях поглощения пионов, но и получить приоритетные результаты по их спектроскопии.

**3.2. Спектрометр ядерных фрагментов для поиска виртуальных  $\Delta$ -изобар в ядрах.** Важной задачей современной ядерной физики является изучение ненуклонных степеней свободы в ядрах [126, 127].

Предположение о наличии примеси нуклонных резонансов в ядрах было впервые высказано в работах [128, 129]. Выполненные впоследствии расчеты (см. обзоры [130, 131]) показали, что примесь  $\Delta\Delta$ -компоненты в дейтроне составляет

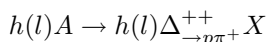
$$W_{\Delta\Delta} \cong 0,1-1,0 \%,$$

а вероятность перехода нуклона в виртуальную  $\Delta$ -изобару для ядер с  $A \geq 3$

$$W_{\Delta} \cong 1-5 \%.$$

Эти результаты нашли подтверждение и в расчетах, выполненных для дейтрона [132] и ядерной материи [133].

Обнаружение примеси изобар в ядрах связывается с поиском процесса выбивания  $\Delta$ -изобар из ядер адронами ( $h$ ) и лептонами ( $l$ ) [134-136]. Рассматривается возможность исследования реакции типа



с регистрацией рассеянного пучкового адрона (лептона) и продуктов распада выбитой  $\Delta^{++}$ -изобары. Регистрация трехчастичного, заведомо редкого конечного состояния является трудной экспериментальной задачей. При этом

должны быть выдержаны достаточно жесткие требования на энергетическое и угловое разрешение, так как необходимо анализировать динамику указанной реакции в области малых энергий возбуждения и импульсов отдачи остаточной ядерной системы.

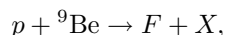
Нами был предложен альтернативный способ [58] выделения конечного состояния, соответствующего процессу выбивания виртуальной  $\Delta^{++}$ -изобары, — регистрация остаточной ядерной системы (ядра отдачи). Одновременное изменение заряда ( $\Delta Z = -2$ ) и атомного числа ( $\Delta A = -1$ ) остаточного ядра по сравнению с ядром мишени позволяет исключить фон от взаимодействий падающей частицы с отдельными нуклонами. Такая постановка эксперимента дает возможность эффективно исследовать редкий многочастичный канал реакции в рамках инклюзивных измерений и надежно оценить масштаб возможного эффекта.

Легчайшей мишенью, на которой возможна реализация такой постановки эксперимента, является ядро  ${}^9\text{Be}$ . При выбивании протоном  $\Delta^{++}$ -изобары в конечном состоянии образуется ядро отдачи  ${}^8\text{He}$ . Однако наблюдение  ${}^8\text{He}$  не является однозначным признаком процесса выбивания  $\Delta^{++}$ , так как его образование может происходить и в результате процессов «каскадного» типа, связанных с многократными взаимодействиями. Таким образом, возникает проблема выделения эффекта на «физическом» фоне каскадных процессов.

Из работ [137, 138] следует, что инвариантные дифференциальные сечения образования фрагментов в протон-ядерных взаимодействиях удовлетворительно описываются суммой двух экспонент (см. формулу (20)). Такая аппроксимация отражает тот факт, что при малых импульсах ядерных фрагментов ( $p < 0,4$  ГэВ/с) доминирует «спектаторный» механизм их образования, в то время как при  $p > 0,4$  ГэВ/с, по-видимому, определяющими являются каскадные процессы при взаимодействии первичных частиц с ядрами отдачи. Поэтому было сделано предположение, что процесс выбивания  $\Delta^{++}$ -изобары из  ${}^9\text{Be}$ , приводящий к образованию «спектаторных» (т. е. не участвующих непосредственно в реакции) ядер отдачи, должен проявляться в спектре  ${}^8\text{He}$  как усиление в области относительно малых импульсов.

В качестве оценки масштаба эффекта использовалось отношение выходов  ${}^8\text{He}$  и  ${}^8\text{Li}$  в диапазоне регистрируемых импульсов  $p < 0,4$  ГэВ/с. Это отношение непосредственно связано с относительными вероятностями выбивания протона (один из доминирующих процессов при энергии налетающих протонов  $E_p = 1$  ГэВ) и  $\Delta^{++}$ -изобары.

С целью поиска в спектре ядер отдачи  ${}^8\text{He}$  рассматриваемого эффекта были выполнены измерения спектров ядерных фрагментов, образующихся под углом  $\theta_{\text{лаб}} = 60^\circ$  при энергии пучка протонов  $E_p = 1$  ГэВ в реакции



где  $F = {}^{4,6,8}\text{He}, {}^{6,7,8}\text{Li}$ .

Для выполнения таких исследований необходима установка, обеспечивающая регистрацию фрагментов в широком импульсном диапазоне при низком пороге измерений ( $50 \leq p/Z \leq 400$  МэВ/с) и с возможностью надежной идентификации ионов гелия и лития. С этой целью был создан спектрометр ядерных фрагментов, у которого в качестве первого  $\Delta E$ -детектора (в двух сеансах) использовались детекторы с рекордно тонкими толщинами ( $W$ ) и чувствительной площадью ( $S$ ). Детекторы № 1 и № 2 имели соответственно  $W = 16$  мкм,  $S = 2$  см<sup>2</sup> и  $W = 8$  мкм,  $S = 1$  см<sup>2</sup>. Эти детекторы позволяли идентифицировать ионы с пробегами, превышающими их толщину, на основе анализа  $\Delta E - E$ -распределений.

Эксперимент был выполнен на пучке протонов с энергией 1 ГэВ синхротрона ПИЯФ. На рис. 40 показана схема экспериментальной установки [58].

Отбор образованных фрагментов осуществлялся с помощью канала пионов низких энергий [107] ( $\pi 2$ -канал, длина канала  $\approx 8$  м), который использовался в качестве магнитного спектрометра. Мишенью служила бериллиевая фольга  $20 \times 20$  мм и толщиной  $1,26$  мкг/см<sup>2</sup>. Фольга крепилась в вакуумной камере ВК1, установленной на месте мезонообразующей мишени, и соединя-

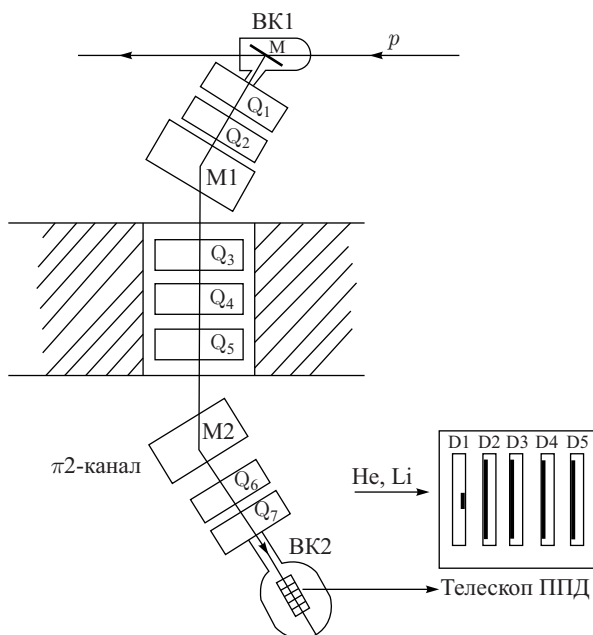


Рис. 40. Схема эксперимента: ВК1, ВК2 — мишенная и детекторная вакуумные камеры; М — мишень; Q<sub>1</sub>–Q<sub>7</sub> — квадрупольные магнитные линзы; М1, М2 — поворотные магниты; D1–D5 — полупроводниковые детекторы

лась с входом вакуумного тракта  $\pi 2$ -канала. Камера ВК1 была изготовлена из алюминия, что позволило значительно снизить наведенную активность в ходе эксперимента. Мишень размещалась перпендикулярно оси канала, под углом  $60^\circ$  к направлению пучка протонов. Примеси (углерод и железо) в бериллиевой мишени составили менее 1 атом. %.

Измерение энергии и идентификация фрагментов выполнялись с помощью полупроводникового телескопа из пяти Si(Au)-детекторов, расположенного в камере ВК2 на выходе пионного канала. Помимо информации об импульсе фрагмента ( $p/Z$  из настройки магнитного тракта), величинах энергосбросов в ППД для более надежной идентификации по массам, особенно при низких энергиях фрагментов, измерялось время пролета регистрируемых частиц с помощью привязки к временной микроструктуре пучка ускорителя.

На рис. 41 представлен пример двумерного  $\Delta E - E$ -распределения, из которого видно качество регистрации ионов  ${}^8\text{He}$ . Распределение типично для импульсного диапазона измерения  $100 \leq p_{s\text{He}} \leq 600$  МэВ/с. Статистика  ${}^8\text{He}$ , набираемая для каждого импульса регистрации, составляла 150–250 событий при уровне фона  $\approx 10$  %.

Мониторирование протонного пучка осуществлялось ионизационной камерой. Абсолютная нормировка монитора была получена с помощью измерения активности изотопа  ${}^{24}\text{Na}$ , наведенной в алюминиевых фольгах в результате их облучения на протонном пучке. Средняя интенсивность пучка при проведении экспериментального сеанса составила  $N_p \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ .

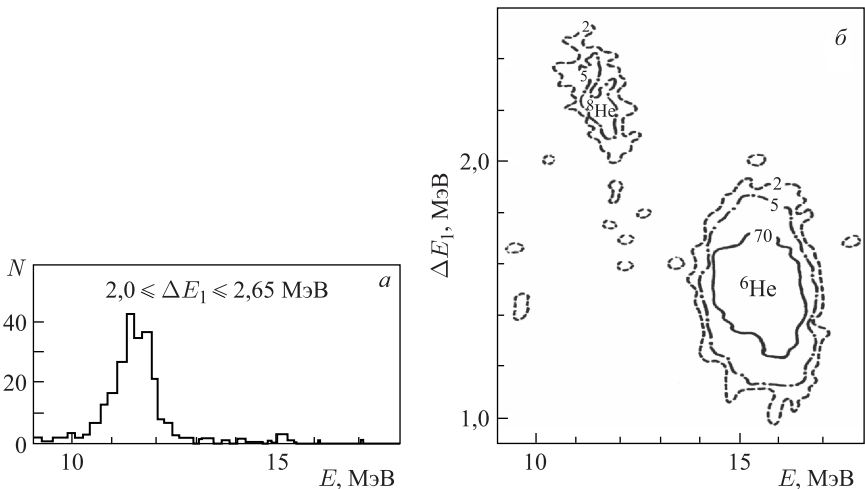


Рис. 41. а) Проекция  $N(\Delta E_1)$  для  $2,0 \leq \Delta E_1 \leq 2,65$  МэВ. б) Двумерное  $\Delta E - E$ -распределение при  $p/Z = 212,5$  МэВ/с

Для определения импульсных и угловых параметров установки была разработана методика, основанная на использовании  $\alpha$ -источника  $^{226}\text{Ra}$ . Для калибровки установки  $\alpha$ -частицы пропускались через тонкий пористый замедлитель, в результате чего в направлении нормали к источнику испускался непрерывный спектр  $\alpha$ -частиц с энергией  $E_\alpha \leq 7$  МэВ. Полученный спектр измерялся ППД. Затем источник с замедлителем помещался на место мишени и спектр измерялся с помощью магнитного канала и ППД-телескопа на его выходе. Импульсный захват магнитного спектрометра, определенный по результатам этих измерений, составил  $\Delta p/p = (4,2 \pm 0,1) \%$ . Эффективный угловой акцептанс при использовании детектора с  $S = 2$  см<sup>2</sup> оказался равным  $\Delta\Omega = (6,9 \pm 0,6)$  мср.

Измерения выполнялись при давлении остаточного газа в канале спектрометра  $P \approx 10^{-3}$  мм рт.ст. При таком вакууме в канале протяженной магнитной системы эффективность регистрации ионов может падать с уменьшением их скорости из-за перезарядки в результате подхвата электронов. Так как сечения подхвата и срыва электронов зависят только от заряда и скорости иона, непосредственное измерение эффективности регистрации  $\alpha$ -частиц, выполненное при проведении калибровки спектрометра, позволило экспериментально определить зависимость эффективности регистрации ионов гелия от скорости. Эта зависимость согласуется с результатами расчета эффективностей регистрации изотопов He и Li, выполненного на основе данных [139, 140]. В диапазоне импульсов, где выполнены измерения сечений образования изотопов He и Li, калибровочные измерения и расчетные оценки показывают, что потери частиц из-за взаимодействия с остаточным газом при  $P \approx 10^{-3}$  мм рт.ст. в канале спектрометра не превышают 2%. Систематическая ошибка измерений была  $\leq 10 \%$ , а ошибка абсолютной нормировки результатов составляла  $\sim 30 \%$ .

На рис. 42 представлены инвариантные дифференциальные сечения образования изотопов  $^{4,6,8}\text{He}$  (рис. 42, *a*) и  $^{6,7,8}\text{Li}$  (рис. 42, *b*) под углом  $60^\circ$  в реакции взаимодействия протонов при  $E_p = 1$  ГэВ с ядрами  $^9\text{Be}$ . Видно, что распределения для всех фрагментов подобны и в них наблюдается резко выраженное усиление в области малых импульсов ( $p < 0,4$  ГэВ/с). Наблюдаемое усиление связано со «спектаторным» механизмом образования фрагментов, доминирующим в этой области импульсов. Поэтому усиление в спектре  $^8\text{He}$  является доказательством выбивания  $\Delta^{++}$ -изобары из ядер  $^9\text{Be}$ .

Для оценки вклада спектаторного механизма в образование фрагментов использовался подход, предложенный в [137, 138], где инвариантные дифференциальные сечения образования  $^{4,6}\text{He}$  и  $^{7,8}\text{Li}$  удовлетворительно описывались суммой двух экспонент:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_1 \exp(-B_1 p^2) + C_2 \exp(-B_2 p^2). \quad (20)$$



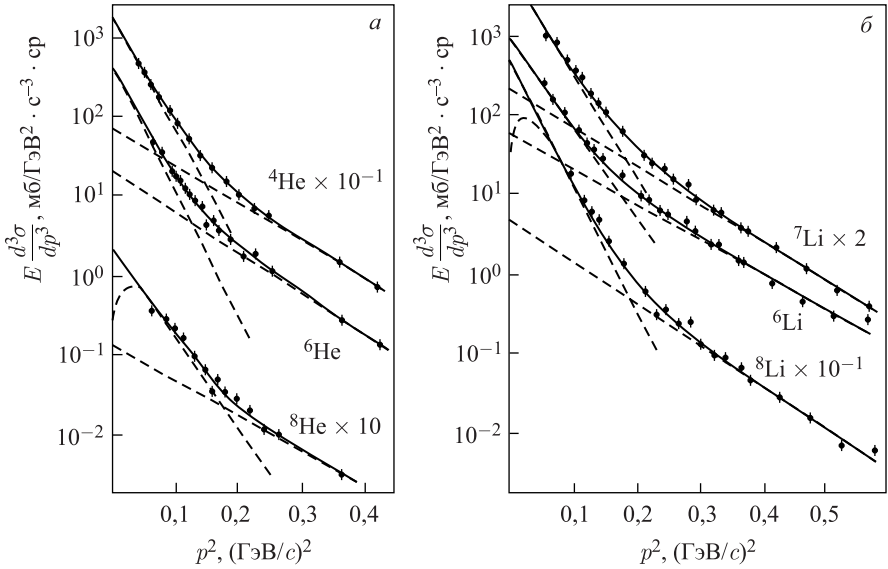


Рис. 42. Инвариантные дифференциальные сечения образования  ${}^{4,6,8}\text{He}$  (а) и  ${}^{6,7,8}\text{Li}$  (б) под углом  $60^\circ$  в реакции взаимодействия протонов с  $E = 1$  ГэВ с ядрами  ${}^9\text{Be}$

В конфигурациях ( $\Delta^{++} {}^8\text{He}$ ) и ( $p {}^8\text{Li}$ ) в ядре  ${}^9\text{Be}$   $\Delta^{++}$ -изобара и протон соответственно находятся в  $p$ -волновом состоянии (относительный орбитальный момент  $I = 1$ ), что приводит к дополнительному множителю вида  $p^2$ . Поэтому спектры аппроксимировались зависимостью вида

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = \frac{C_1 p^2}{(p^2 + \alpha^2)} \exp(-B_1 p^2) + C_2 \exp(-B_2 p^2). \quad (21)$$

На рис. 42 для спектров  ${}^8\text{He}$  и  ${}^8\text{Li}$  показаны описания для предельных значений  $\alpha = 0$  (сплошные линии) и  $\alpha = \infty$  (штриховые). Видно, что неопределенность параметра  $\alpha$  следует учитывать при оценке сечения только в области малых импульсов.

В табл. 15 представлены значения экспоненциальных наклонов  $B_1$ ,  $B_2$  и дифференциальных сечений  $(d\sigma/d\Omega)_1$ ,  $(d\sigma/d\Omega)_2$ , полученных интегрированием первой и второй экспонент из выражений (20) и (21).

Ошибки в сечениях даны без учета неопределенности в абсолютной нормировке данных. Для импульсов  $p > 0,4$  ГэВ/с наклоны всех сечений изменяются в диапазоне  $B = 10-12$  ГэВ $^{-2} \cdot c^2$  и слабо зависят от массового числа ядерного фрагмента.

Таблица 15. Результаты аппроксимации экспериментальных спектров ядерных фрагментов с помощью зависимостей (20) и (21)

Фактор	$B_1, \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^2$	$B_2, \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^2$	$(d\sigma/d\Omega)_1, \text{мкб/ср}$	$(d\sigma/d\Omega)_2, \text{мкб/ср}$
${}^4\text{He}$	$32,5 \pm 2,2$	$10,5 \pm 0,8$	$(11 \pm 2) \cdot 10^3$	$(2,2 \pm 0,2) \cdot 10^3$
${}^6\text{He}$	$36,1 \pm 2,2$	$11,8 \pm 0,6$	$150 \pm 20$	$39 \pm 8$
${}^8\text{He}, \alpha = 0$	$27,5 \pm 3,1$	$9,1 \pm 2,3$	$0,86 \pm 0,19$	$0,18 \pm 0,09$
${}^8\text{He}, \alpha = \infty$	$38,8 \pm 3,0$	$10,2 \pm 1,7$	$0,58 \pm 0,14$	$0,23 \pm 0,11$
${}^6\text{Li}$	$28,7 \pm 2,1$	$10,2 \pm 0,4$	$520 \pm 100$	$140 \pm 30$
${}^7\text{Li}$	$29,6 \pm 1,6$	$11,1 \pm 0,4$	$1300 \pm 200$	$200 \pm 40$
${}^8\text{Li}, \alpha = 0$	$36,7 \pm 2,1$	$12,1 \pm 0,4$	$1400 \pm 400$	$69 \pm 12$
${}^8\text{Li}, \alpha = \infty$	$44,1 \pm 2,1$	$12,2 \pm 0,4$	$760 \pm 190$	$73 \pm 11$

Полученные параметры по высокоимпульсной части спектров  ${}^4,6\text{He}$  и  ${}^7,8\text{Li}$  совпадают с данными экспериментов, где измерялись спектры ядерных фрагментов в  $p$   ${}^9\text{Be}$ -взаимодействиях при энергиях протонов  $E_p = 190, 300$  МэВ [141] и изучалась фрагментация  ${}^{12}\text{C}$  при  $E_p = 1$  ГэВ [137]. В низкоимпульсной части ( $p < 0,4$  ГэВ/с) наклоны спектров близки к величинам, полученным в эксперименте по фрагментации  ${}^{12}\text{C}$  пучком протонов при  $E/A = 1$  и 2 ГэВ/А [138].

Результаты для  ${}^8\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$  приведены для двух предельных значений параметра  $\alpha$  в выражении (20). В качестве оценки дифференциального сечения образования  ${}^8\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$  в спектаторной части примем среднее значение этих результатов:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \{ {}^8\text{Li spectator} \} = (1,1 \pm 0,4) \text{ мб/ср},$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \{ {}^8\text{He spectator} \} = (0,7 \pm 0,2) \text{ мкб/ср}.$$

Отношение выходов  ${}^8\text{He}$  и  ${}^8\text{Li}$ , обусловленное спектаторным механизмом их образования, 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 ( $\Delta^{++} {}^8\text{He}$ ) и конфигурации ( $p {}^8\text{Li}$ ) в  ${}^9\text{Be}$ , предполагая, что в спектаторной части импульсных распределений преобладающим является механизм выбивания. Для объяснения полученного отношения по выходам  ${}^8\text{He}$  и  ${}^8\text{Li}$  примесь  $\Delta^{++}(W_{\Delta^{++}})$  в ядре  ${}^9\text{Be}$  должна быть на уровне  $W_{\Delta^{++}} \sim 10^{-2}$ . Следует отметить, что эта величина близка к результатам теоретических расчетов [130, 131].

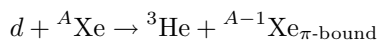
Таким образом, созданная установка обеспечила надежную идентификацию и измерение энергии ядерных фрагментов  ${}^{4,6,8}\text{He}$ ,  ${}^{6,7,8}\text{Li}$ , образованных в реакции  $p + {}^9\text{Be} \rightarrow F + X$  при энергии первичного протонного пучка  $E_p = 1$  ГэВ. Впервые с использованием ППД-телескопа был экспериментально обнаружен процесс выбивания виртуальной  $\Delta$ -изобары из атомного ядра и оценена величина примеси  $\Delta$ -изобарной конфигурации ( ${}^8\text{He} \Delta^{++}$ ) в ядре  ${}^9\text{Be}$ .

**3.3. Спектрометр для поиска глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона на ускорителе CELSIUS.** Интерес к поиску глубоколежащих состояний пионных атомов тяжелых элементов обусловлен тем, что в этих системах волновая функция пиона максимально приближена к ядерной поверхности. Этот факт позволяет исследовать эффекты, связанные с изменением свойств адронов внутри ядерной среды, а конкретно — уточнить локальную часть оптического пион-ядерного потенциала [142–144] и сопоставить величину сдвига эффективной массы пиона в ядерной среде с расчетами в рамках киральной теории возмущения [145], где массы частиц имеют динамическое происхождение.

Традиционный метод исследования структуры уровней пионных атомов, связанный с измерением их рентгеновских спектров, имеет предел в наблюдении низколежащих состояний:  $Z = 14$  для  $1s$ -состояний и  $Z = 35$  для  $2p$ -состояний.

Более перспективным для поиска является подход, основанный на исследовании реакции, в которых рожденный пион захватывается непосредственно в низколежащие состояния. С этой целью исследовались следующие реакции:  $(n, p)$ ,  $(p, 2p)$ ,  $(p, \gamma)$ ,  $(d, {}^3\text{He})$  и др. Первый успех был достигнут в реакции подхвата  $(d, {}^3\text{He})$  на ядрах свинца  ${}^{208}\text{Pb}$  и  ${}^{206}\text{Pb}$  в GSI [146, 147], где впервые были обнаружены глубоколежащие  $2p$ -состояния пионного атома  ${}^{207}\text{Pb}$  и  $1s$ -состояния  ${}^{205}\text{Pb}$ . Однако статистическая обеспеченность параметров пика  $1s$  значительно хуже, чем  $2p$ , что не позволяет улучшить точность в определении локальной ( $s$ -волновой) части оптического потенциала.

В рамках российско-шведской коллаборации нами был предложен и реализован на накопительном кольце CELSIUS (Уппсала, Швеция) эксперимент «Поиск глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона» [49]. Для формирования низколежащих состояний пионных атомов ксенона использовалась реакция подхвата  $(d, {}^3\text{He})$  при энергии  $E_d = 500$  МэВ. Уровни пионных атомов в двухчастичных каналах реакции



идентифицировались по пикам в энергетическом спектре ионов  ${}^3\text{He}$ .

В предложенной реакции  $(d, {}^3\text{He})$  на  ${}^{136}\text{Xe}$  (магическом по числу нейтронов — 82) нейтроны, находящиеся на внешней  $3s$ -подоболочке ядра, являются валентными, и ожидается повышенный выход реакции с образованием  $1s$ -состояния пионного атома  ${}^{135}\text{Xe}$ . Выполненный в работе [148] теоретиче-

ский расчет подтвердил это предположение. При энергии дейтронов 500 МэВ, что соответствует условию безотдачной кинематики ( $q \approx 0$ ), вклад канала с образованием  $1s$ -состояния пионного атома  $^{135}\text{Xe}$  является основным, превосходящим в несколько раз выход для всех других состояний.

Специально для решения рассматриваемой задачи нами был разработан и создан малоугловой спектрометр [50, 52]. Основным регистрирующим модулем установки являлся полупроводниковый телескоп, состоящий из планарных HPGe-детекторов.

Отметим различия в методах прецизионных измерений под углом  $0^\circ$  в данной области энергий. В GSI эта задача была решена с помощью выведенного пучка, твердой мишени и стационарного магнитного спектрометра. Созданный нами HPGe-телескоп перекрывал рекордный для полупроводниковой спектрометрии диапазон энергий (до 460 МэВ для ионов  $^3\text{He}$ ) и обеспечивал высокое энергетическое разрешение на уровне 0,8 МэВ, что позволило выделить в энергетическом спектре  $^3\text{He}$  пик, соответствующий образованию  $1s$ -состояния пионного атома ксенона. В эксперименте на накопительном кольце с внутренней мишенью нам удалось совместить возможность прецизионной спектрометрии с компактностью спектрометра, которая позволила расположить его внутри вакуумной камеры ускорителя на расстоянии  $\sim 15$  см от первичного пучка дейтронов.

Установка, которая необходима для проведения этих исследований, должна обладать следующими характеристиками: широким энергетическим диапазоном регистрации ионов  $^3\text{He}$  ( $E = 300\text{--}450$  МэВ); высоким разрешением — на уровне нескольких сотен килоэлектронвольт; возможностью идентификации продуктов реакции в условиях значительного уровня фоновых частиц.

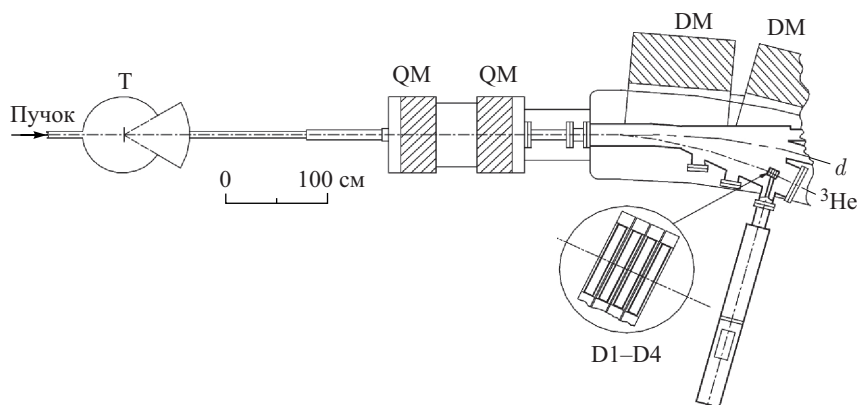


Рис. 43. Схема расположения установки на накопительном кольце CELSIUS: Т — мишень; QM — квадрупольные магниты; DM — дипольные магниты; D1-D4 — полупроводниковые детекторы

В эксперименте на CELSIUS (рис. 43) [149] эти требования были реализованы с помощью прецизионного ( $\Delta p/p \approx 10^{-4}$ ) дейтронного пучка, внутренней газовой мишени [150] и HPGe-телескопа. Наряду с высоким разрешением HPGe-телескоп имел малые размеры, что допускало его установку и механическое перемещение внутри вакуумной камеры накопительного кольца.

Использование многослойной ППД-структуры в сочетании с магнитной сепарацией частиц обеспечило возможность выделения сигнала в условиях высоких фоновых загрузок, характерных для измерений под малыми углами ( $\theta < 1^\circ$ ). Ниже представлены параметры установки, полученные в процессе калибровочных измерений и тестового эксперимента на природном ксеноне. Выполненные исследования позволили решить следующие задачи: измерить энергетическое разрешение HPGe-телескопа; откалибровать шкалу энергии связи мезоатома; определить эффективность регистрации ионов  $^3\text{He}$ .

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 44. Спектрометр располагался в области одного из поворотных магнитов накопительного кольца на расстоянии около 6 м от внутренней газовой мишени (Т). Установка позволяла идентифицировать и измерять энергию  $^3\text{He}$ , образующихся под малыми углами относительно первичного пучка дейтронов. Поворотные магниты обеспечивали пространственное разделение вторичных частиц и первичного пучка.

HPGe-детекторы охлаждались с помощью прокачки жидкого азота. Размеры телескопа ограничивались высотой вакуумной камеры ускорителя и диаметром проходного отверстия вакуумного ввода (100 мм). Для ввода детекторов внутрь ускорителя, а также для уменьшения их радиационных повреждений в период формирования пучка установка была снабжена автоматическим механизмом, обеспечивающим ввод/вывод телескопа в область оптимальной регистрации вторичных частиц. Перемещение телескопа осуществлялось синхронно с ускорительным циклом. Максимальный ход установки составлял 650 мм, точность позиционирования 0,1 мм.

Телескоп состоял из четырех HPGe-детекторов  $\varnothing 32$  мм и толщиной 5–10 мм. Суммарная толщина телескопа позволяла измерять энергию  $^3\text{He}$  на полное поглощение до 440 МэВ. В табл. 16 приведены рабочие напряжения и параметры структурных слоев детекторов (D<sub>1</sub>–D<sub>4</sub>). Последние два детектора были объединены в пару, т. е. включены параллельно, образуя составной детектор — D<sub>3</sub><sup>\*</sup>.

Первые детекторы D<sub>1</sub> и D<sub>2</sub> имели с двух сторон имплантированные контакты. В свою очередь, у детекторов D<sub>3</sub> и D<sub>4</sub> выпрямляющий контакт создавался диффузией лития, а омический — имплантацией бора. Собственное разрешение HPGe-детекторов ( $E_\gamma \approx 1,3$  МэВ) составляло  $\sim 3$  кэВ. В реальных условиях работы ускорителя разрешение детекторов не превышало 100 кэВ.

В ходе экспериментальных сеансов на накопительном кольце (общей длительностью  $\sim 1200$  ч) было показано, что изготовленные HPGe-детекторы

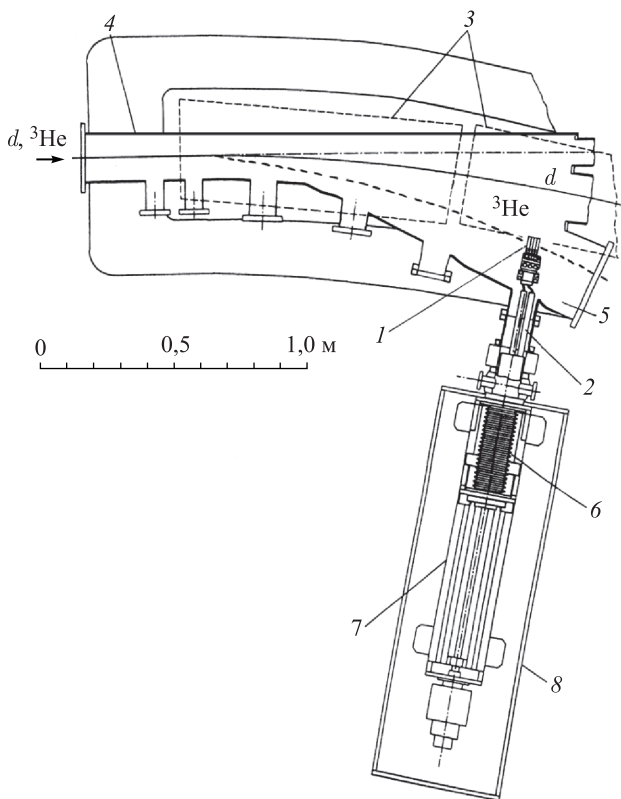


Рис. 44. Схема спектрометра для поиска пионных атомов ксенона: 1 — полупроводниковый телескоп; 2 — криостат; 3 — поворотные магниты; 4 — ионпровод; 5 — измерительная камера; 6 — сильфон; 7 — система перемещения; 8 — подставка

Таблица 16. Параметры HPGe-детекторов

Параметр	№ ППД			
	D <sub>1</sub>	D <sub>2</sub>	D <sub>3</sub>	D <sub>4</sub>
Толщина чувствительного слоя ППД, мкм	4520	5020	9930	10530
Толщина мертвого слоя ППД, мкм	< 0,1	< 0,1	1000	900
Рабочее напряжение, В	300	400	2000	2000

обладали достаточной надежностью при длительной работе в условиях глубокого вакуума на малых расстояниях (~ 10 см) от первичного пучка. В течение измерений обратные токи для всех детекторов не превысили  $10^{-10}$  А.

Одной из основных целей эксперимента являлось определение ширины  $1s$ -состояния пионного атома Хе с ожидаемым значением  $\sim 1$  МэВ, которое сопоставимо с энергетическим разрешением HPGe-спектрометра. В связи с этим возникла необходимость в измерении реального разрешения установки и корректного учета вклада этого параметра в ширину ожидаемых пиков (сигналов образования пионных атомов) в спектре ионов  ${}^3\text{He}$ .

Оригинальным подходом к решению этой задачи является использование реакций подхвата  ${}^{14}\text{N}(d, {}^3\text{He})X$  и  ${}^{16}\text{O}(d, {}^3\text{He})X$ . Вблизи кинематической границы энергетических спектров ионов гелия должны выделяться пики, соответствующие образованию ядер  ${}^{13}\text{C}$ ,  ${}^{15}\text{N}$  в основном и первом возбужденном состояниях. Расстояние между ними составляет 3,09 и 5,28 МэВ для  ${}^{13}\text{C}$  и  ${}^{15}\text{N}$  соответственно [151]. В силу нулевых значений естественных ширин основных состояний этих ядер ширина измеряемого пика ионов  ${}^3\text{He}$  дает возможность точно определить собственное разрешение спектрометра. Для проведения эксперимента была выбрана реакция на азотной мишени.

Реакция  ${}^{14}\text{N}(d, {}^3\text{He})X$  измерялась при энергии дейтронов  $E_d = 362$  МэВ, светимости  $L \approx 10^{28} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и длительности ускорительного цикла 900 с. Измерения включали в себя несколько экспозиций общей длительностью 20 ч, при этом расстояние до ППД-телескопа от первичного пучка составляло 103 мм. Энергетический спектр ионов  ${}^3\text{He}$ , измеренный в реакции на азоте, представлен на рис. 45. Хорошо выделяются пики, соответствующие образованию изотопа  ${}^{13}\text{C}$  в основном ( $E = 358$  МэВ) и возбужденных состояниях. Пик в области 354 МэВ отвечает образованию первого возбужденного

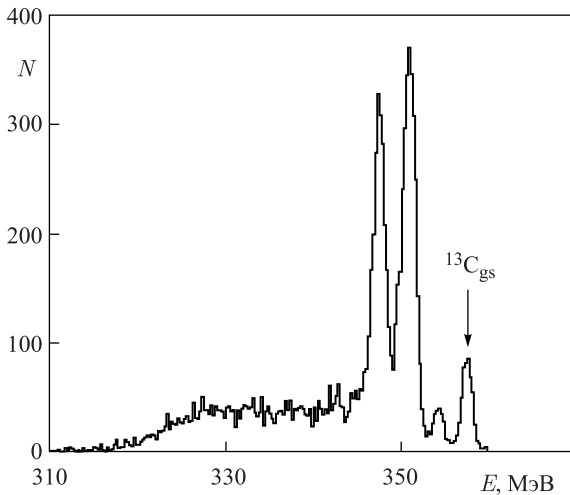


Рис. 45. Экспериментальный спектр ионов  ${}^3\text{He}$  из реакции  ${}^{14}\text{N}(d, {}^3\text{He})X$ ,  $E_d = 362$  МэВ

состояния. Два широких и хорошо выраженных пика с энергиями  $E = 347$  и  $351$  МэВ являются результатом суперпозиции двух групп высоковозбужденных состояний  $^{13}\text{C}$ .

Измеряемая в эксперименте ширина аппаратурной линии установки включает в себя собственное разрешение полупроводникового телескопа  $\Delta E_{\text{соб}}$  и неопределенность энергии первичного дейтронного пучка  $\Delta E_{\text{пуч}}$ .

Величина  $\Delta E_{\text{соб}}$  зависит от двух составляющих: шумов спектрометрических электронных трактов  $\Delta E_{\text{эл}}$  с учетом вклада шумов детекторов и флуктуаций потерь энергии в мертвых слоях детекторов  $\Delta E_{\text{МС}}$ . Выполненные расчеты показали, что  $\Delta E_{\text{соб}}$  составляет  $790$  кэВ.

Вклад в суммарное разрешение установки компоненты  $\Delta E_{\text{пуч}}$  неизвестен и требует экспериментального определения. При этом следует учитывать неопределенность энергии первичного пучка при долговременной работе, погрешность восстановления этого параметра при кратковременных остановках ускорителя и изменение энергии в течение одного ускорительного цикла.

Результаты анализа представлены на рис. 46. Полная статистика (рис. 46, *а*) демонстрирует, что ширина пика ионов  $^3\text{He}$  составляет  $1460$  кэВ, что заметно хуже ожидаемого разрешения спектрометра. Энергетическое разрешение для отдельно взятой экспозиции (рис. 46, *б*) составляло  $1100$  кэВ. Это, в свою очередь, указывает на небольшое смещение параметров настройки ускорителя при остановках и повторном выводе пучка между разными экспозициями.

Для оценки влияния нестабильности энергии первичного пучка за один цикл ускорителя использовался следующий метод. Величина разрешения оценивалась в течение достаточно короткого интервала ускорительного цикла. На рис. 46, *в* показан спектр, соответствующий интервалу  $300\text{--}600$  с (при полной длительности цикла  $900$  с). Уменьшение ширины пика (до  $940$  кэВ) свидетельствует о наличии временной зависимости, обусловленной неполной компенсацией потерь энергии частиц первичного пучка при прохождении через газовую мишень.

Этот эффект можно компенсировать, если подобрать зависимость энергии пучка таким образом, чтобы минимизировать ширину гелиевого пика (в простейшем приближении можно считать эту зависимость линейной). Учет этой зависимости позволил получить для экспериментального разрешения величину  $\Delta E_{\text{эсп}} = (850 \pm 60)$  кэВ (рис. 46, *г*), которая согласуется с расчетной (расхождение можно отнести за счет дополнительных временных факторов). Важно отметить, что обнаруженный эффект временной нестабильности энергии первичного пучка был выявлен лишь в ходе тестового сеанса и в дальнейшем не наблюдался.

Таким образом, полученные результаты по определению энергетического разрешения НРGe-телескопа согласуются с расчетным значением и могут быть использованы для анализа экспериментальных данных. Дальнейшее



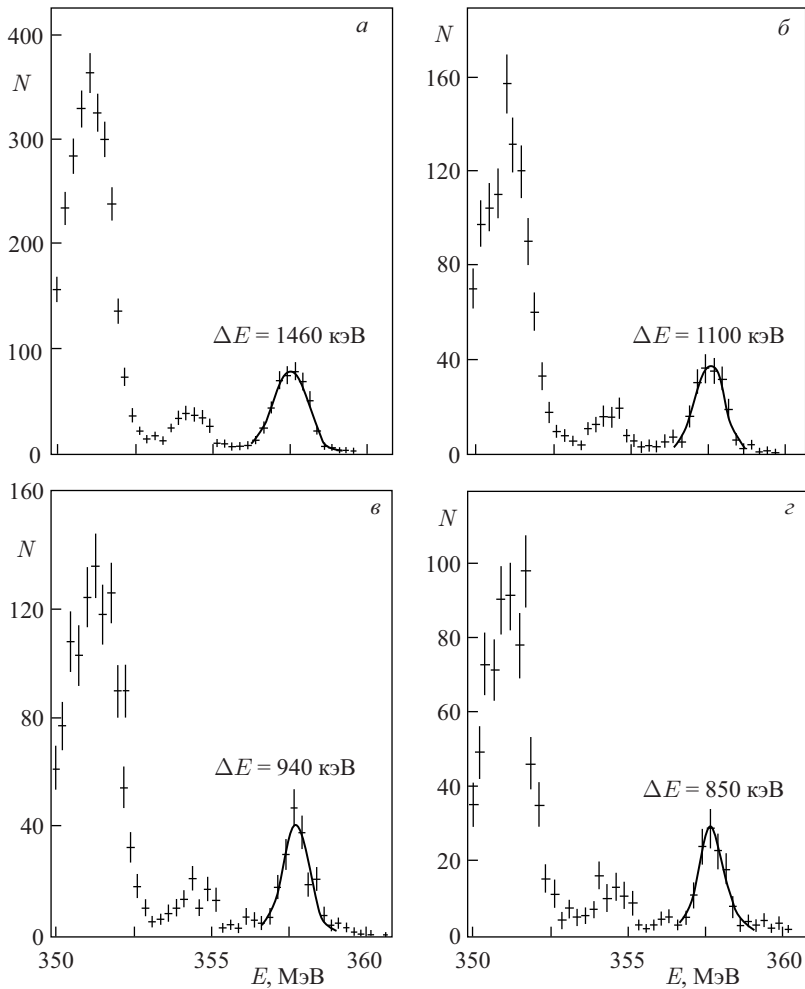


Рис. 46. Фрагмент спектра ионов  ${}^3\text{He}$  из реакции  ${}^{14}\text{N}(d, {}^3\text{He})\text{X}$  при  $E_d = 362$  МэВ. а) Спектр, восстановленный по полной статистике; б) спектр, полученный для отдельной экспозиции; в) спектр, соответствующий набору статистики за временной интервал ускорительного цикла 300–600 с; г) спектр, полученный с учетом временной нестабильности энергии пучка в интервале 300–600 с

улучшение спектрометрических характеристик установки связано с уменьшением толщин мертвых слоев детекторов, а также с более точным контролем параметров первичного пучка. Следует также отметить, что предложенный метод, в принципе, может быть использован для абсолютного

измерения энергии пучка, что актуально для ускорителей промежуточных энергий.

Для определения энергии уровней мезоатома и эффективности регистрации спектрометра была разработана и предложена методика градуировки спектрометра с помощью элементарной реакции  $p(d, {}^3\text{He})\pi^0$ . Достоинством метода является выполнение градуировки на водородной мишени и измерений на ксеноне без изменения режимов работы ускорителя. В этом случае снимаются проблемы, связанные с систематическими погрешностями в определении абсолютной энергии первичного пучка. Поскольку при  $E_d = 500$  МэВ энергии  ${}^3\text{He}$  из реакций  $p(d, {}^3\text{He})\pi^0$  и  ${}^{136}\text{Xe}(d, {}^3\text{He}){}^{135}\text{Xe}_{\pi\text{-bound}}$  близки (расстояние между пиками  $\sim 10$  МэВ), то точность в определении энергии связи существенно меньше ошибки абсолютной привязки энергетической шкалы спектрометра.

Для проверки методики калибровки, определения эффективности регистрации и оценки скорости набора статистики был выполнен тестовый эксперимент на пучке дейтронов с энергией 500 МэВ на мишенях из водорода и природной смеси изотопов ксенона.

Для сохранения характеристик пучка процедура смены газовой мишени выполнялась без отклонения системы охлаждения пучка и под контролем всех остальных элементов ускорителя. Время смены водородной мишени на ксеноновую составило  $\approx 8$  ч, что связано с изменением температурного режима.

Измерения для реакции  $p(d, {}^3\text{He})\pi^0$  выполнены при светимости  $L \approx 8 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Рабочее положение спектрометра (154 мм от пучка) отвечало максимальной эффективности регистрации пионных атомов ксенона. Калибровка на водородной мишени состояла из измерения положения и интенсивности пика  ${}^3\text{He}$  при нескольких положениях телескопа относительно первичного пучка дейтронов. Это обеспечивало градуировку энергетической шкалы, контроль параметров аппаратурной линии и измерение геометрической эффективности спектрометра.

На рис. 47 представлены результаты измерений реакции  $p(d, {}^3\text{He})\pi^0$  для положения телескопа  $x = 154$  мм. На рис. 47, а показано двумерное распределение потерь энергии в детекторах  $D_2$  и  $D_3^*$  после обработки по критерию  $\chi^2$ . Видно образование пионов в двухчастичной реакции, которое проявляется в виде характерного усиления в области  $N_2 \sim 1800$  и  $N_3 \sim 3200$ . На рис. 47, б представлено энергетическое распределение измеренных ионов  ${}^3\text{He}$ . Анализ показал, что экспериментальная ширина пика согласуется с расчетным значением (2,4 МэВ), а погрешность привязки энергетической шкалы спектрометра не превышает 0,5 МэВ. Следует отметить, что в реакции на водороде ширина пика определяется угловым захватом установки, влияние которого особенно существенно для легких мишеней. С увеличением массы мишени влияние этого эффекта на раз-

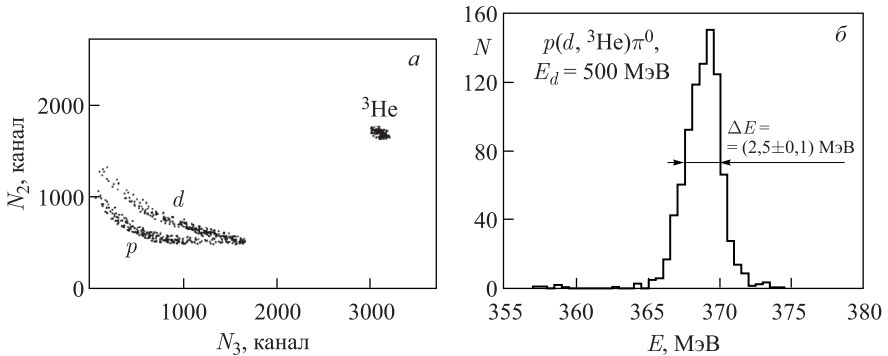


Рис. 47. *a*) Двумерное распределение потерь энергии в паре детекторов  $D_2$  ( $N_2$ ),  $D_3$  ( $N_3$ ) для реакции  $p(d, ^3\text{He})X$ ,  $E_d = 500$  МэВ. *б*) Спектр ионов  $^3\text{He}$  из реакции  $p(d, ^3\text{He})\pi^0$

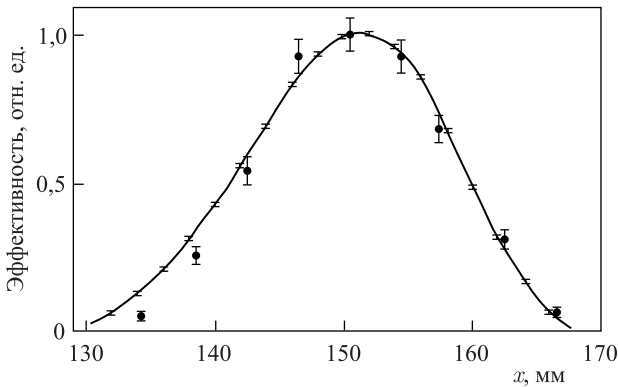


Рис. 48. Экспериментальная (точки) и расчетная (сплошная кривая) зависимости геометрической эффективности регистрации  $^3\text{He}$  из реакции  $p(d, ^3\text{He})\pi^0$ ,  $E_d = 500$  МэВ

решение уменьшается и для мишеней с  $A > 3$  становится пренебрежимо малым.

На рис. 48 представлено сравнение геометрической эффективности, полученной в эксперименте, с результатами моделирования. Хорошее согласие расчетных и экспериментальных результатов свидетельствует о возможности корректного восстановления спектра ионов  $^3\text{He}$  из реакции  $\text{Xe}_{\text{nat}}(d, ^3\text{He})X$ . С учетом методического характера сеанса время, выделенное на измерение реакции  $\text{Xe}_{\text{nat}}(d, ^3\text{He})X$ , было ограниченным ( $\approx 100$  ч). Несмотря на небольшую статистику, обусловленную также недостаточной светимостью  $L \approx 0,6 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , проведенные измерения позволили исследовать

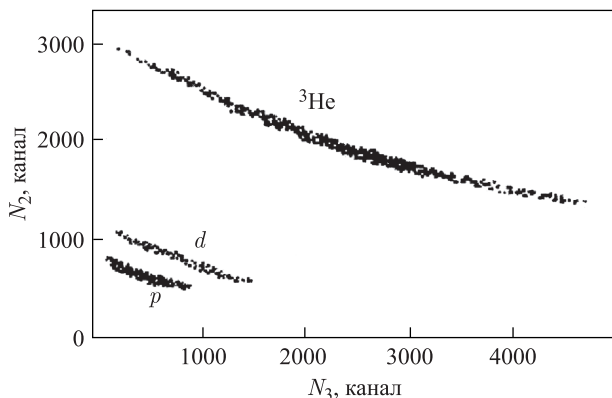


Рис. 49. Двумерное распределение потерь энергии в паре детекторов  $D_2$ ,  $D_3^*$  для реакции  $Xe_{nat}(d, {}^3He)X$ ,  $E_d = 500$  МэВ

фоновые условия, обработать процедуру восстановления исходного распределения  ${}^3He$  и произвести оценку скорости набора полезной статистики.

На рис. 49 представлены двумерные распределения потерь энергии после обработки по критерию  $\chi^2$  для вторичных заряженных частиц в детекторах  $D_2$ – $D_3^*$ . Видно, что многослойная структура ППД-телескопа обеспечивает надежную идентификацию зарегистрированных протонов, дейтронов и ионов  ${}^3He$ . При заданной магнитной жесткости регистрируемые тритоны останавливаются в детекторе  $D_2$ .

Процедура восстановления исходного распределения  ${}^3He$  включает получение спектра зарегистрированных ионов  ${}^3He$ , учет фоновой подложки, обусловленной частицами, образующимися вне мишени, и коррекцию спектра с учетом эффективности регистрации спектрометра.

Область возможного образования пионных атомов ксенона анализируется на рис. 50. Равномерная правая часть спектра ( $E \geq 370$  МэВ) соответствует области реакций без образования пионов, а характерный рост событий в левой части ( $E \leq 360$  МэВ) обусловлен каналом образования свободного пиона. Наличие этих особенностей в экспериментальном распределении служит дополнительным свидетельством корректности процедуры, связанной с учетом эффективности регистрации установки. Результаты численного моделирования эксперимента показали, что на натуральном ксеноне эффект от образования 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, несмотря на малую статистику, указанные пики проявляются в экспериментальном распределении и согласуются с результатами моделирования.

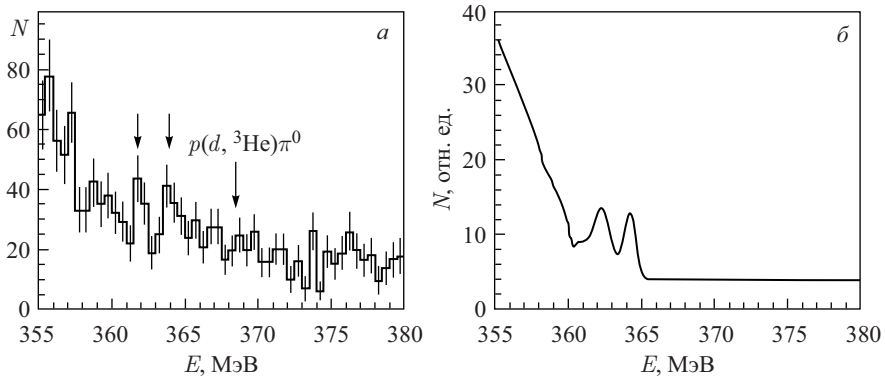


Рис. 50. Спектр ионов  ${}^3\text{He}$  в области ожидаемого эффекта образования глубокосвязанных состояний пионных атомов ксенона: а) эксперимент; б) моделирование

Анализ полученных данных показал, что сечение образования  $1s$ -состояния пионных атомов составляет  $\sim 25$  мб/ср. Данный результат согласуется с теоретическими оценками [148].

**3.4. Спектрометр заряженных пионов низких энергий.** Экспериментальные исследования процессов упругого и неупругого рассеяния пионов на нуклонах и ядрах, двойной перезарядки пионов,  $(\pi, 2\pi)$ -реакции, реакции рождения пионов в нуклон-ядерных взаимодействиях представляют значительный интерес, так как дают возможность изучать фундаментальные свойства взаимодействия адронов, структуру ядра и многочастичные свойства пион-ядерного взаимодействия. Для решения этих задач требуется надежная регистрация пионов низких энергий,  $E < 25$  МэВ. При этом необходимо идентифицировать пионы по знаку заряда и определять их энергию с высокой точностью, что является серьезной методической проблемой.

При использовании фотоэмульсионных детекторов для регистрации  $\pi^\pm$ -мезонов основным недостатком является малая статистика — количество полезных событий  $\sim 100$  [151]. Большая пролетная база магнитных спектрометров приводит к снижению их эффективности регистрации в области низких энергий [152, 153]. Возможности систем регистрации на основе сцинтилляционных детекторов ограничены по энергетическому разрешению, кроме того, для таких детекторов возникают значительные трудности при разделении пионов разного знака [154, 155]. В основном эти проблемы связаны с неопределенным энерговыделением при поглощении  $\pi^-$ -мезонов ядрами, что делает невозможным использование метода определения энергии по полному поглощению. Естественным решением в этом случае является использование многослойных полупроводниковых спектрометров.

Отрицательный пион, пройдя определенное количество слоев, останавливается в одном из детекторов. Отбросив показания последнего детектора, энергию пиона можно определить по набору потерь энергии в предшествующих детекторах, т. е. в режиме «напролет». В этом случае энергетическое разрешение в основном определяется толщиной слоев ППД, которая, в свою очередь, связана с частью пробега до остановки, отбрасываемой при восстановлении энергии частицы [21]. Кроме того, слоистая структура из полупроводниковых детекторов позволяет проконтролировать энергетические потери частицы в детектирующем веществе и отбросить случаи с выходом частицы из спектрометра, случаи с нарушением ионизационной зависимости из-за наложений сигналов неупругого взаимодействия, искажения показаний детекторов частицами от развала ядра, поглотившего пион, и других фоновых процессов.

Нами был создан и протестирован многослойный спектрометр [48] на основе кремниевых детекторов, позволяющий регистрировать заряженные пионы в диапазоне значений энергии 3–25 МэВ с разрешением  $\Delta E \approx 0,6$  МэВ. Ниже приведено описание конструкции установки, алгоритмов восстановления энергии и идентификации пионов, а также представлены результаты методических экспериментов, выполненных с целью исследования параметров спектрометра.

Результаты расчетов [21] показали, что для пионов с пробегами, меньшими полной толщины стопки из ППД, наблюдается слабая зависимость энергетического разрешения от энергии пионов. Поэтому для выделенной области энергий можно рассматривать зависимость среднего разрешения от толщины детектора. Такая зависимость для пионов с энергией от 10 до 30 МэВ представлена на рис. 51, из которой по условиям заданной точности

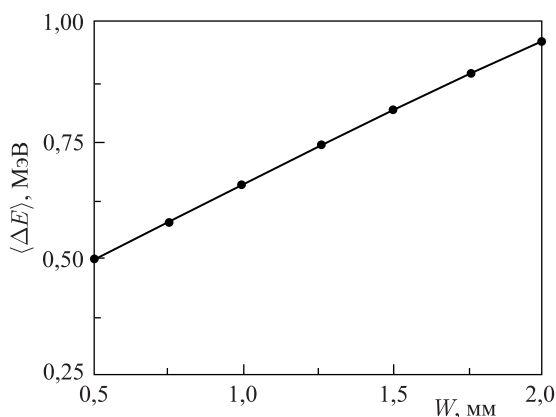


Рис. 51. Расчетная зависимость среднего энергетического разрешения ППД-телескопа от толщины Si-детекторов при регистрации пионов в диапазоне значений энергии 10–30 МэВ

можно выбрать толщину детекторов. Например, видно, что для надежного выделения уровней возбуждения ядер, отстоящих друг от друга на 0,5 МэВ, в экспериментах по рассеянию  $\pi^-$ -мезонов оптимальным является использование стопки кремниевых детекторов толщиной от 0,5 до 1 мм.

Созданный ППД-спектрометр состоял из 24 Si(Au)-детекторов толщиной  $W = 600$  мкм, собранных в общем корпусе. В головной части телескопа для снижения порога регистрации пионов были установлены четыре детектора с  $W = 200$  мкм. Диаметр рабочей области ППД составлял 32 мм. Детекторы были изготовлены из высокоомного нейтронно-легированного кремния и работали в режиме полной растяжки. Энергетическое разрешение ППД составляло 40 кэВ по  $\alpha$ -частицам. Разрешение спектрометрического канала в экспериментальных условиях  $\Delta E_{СК} \leq 60$  кэВ.

Схема алгоритма восстановления энергии и определения знака заряда пионов, зарегистрированных «пионным» телескопом, состоит в следующем. Пусть имеются  $N$  детекторов, причем показания первых  $n$  детекторов не искажены энерговыделением вторичных частиц, возникающих в результате поглощения отрицательного или распада положительного пионов, а в остальных  $N - n$  детекторах либо регистрируются энерговыделения от вторичных частиц, либо сигналы отсутствуют. Энергия пиона восстанавливается по показаниям первых  $n$  детекторов. Методом поиска максимума функции правдоподобия определяется остаточная энергия пиона  $E_{ост}$  на входе в группу детекторов, энерговыделение в которых искажено вторичными частицами. Вместе с  $E_{ост}$  определяется соответствующий остаточный пробег  $R_{ост}$ .

Полная энергия пиона определяется следующим образом:

$$E_{\pi} = \sum_i^n dE_i + E_{ост}, \quad (22)$$

где  $n$  — количество детекторов, значение энергопотерь  $dE_i$  в которых используется при восстановлении  $E_{ост}$ .

Реалистической оценкой энергетического разрешения прибора является следующее выражение:

$$\Delta E_{\pi} = [n(\Delta E_{СК})^2 + (\Delta E_{ост})^2]^{1/2}, \quad (23)$$

где  $\Delta E_{СК}$  — энергетическое разрешение спектрометрического канала в условиях эксперимента;  $\Delta E_{ост}$  — разрешение, получаемое при определении остаточной энергии пиона. Таким образом, вопрос о разрешении спектрометра сводится к определению точности восстановления остаточной энергии пиона.

Важным параметром, характеризующим событие, является энерговыделение вторичных частиц  $E_{вт}$ , определяемое как разность между суммарным энерговыделением в детекторах и остаточной энергией пиона  $E_{ост}$ :

$$E_{вт} = \sum_{i=n+1}^N dE_i - E_{ост}. \quad (24)$$

Так как количество таких детекторов, как правило, невелико (1–3) и  $\Delta E_{\text{ост}} \gg \Delta E_{\text{СК}}$ , то точность определения  $E_{\text{вт}}$  зависит в основном от точности восстановления  $E_{\text{ост}}$ . Полученное значение  $E_{\text{вт}}$  используется для определения знака заряда пионов. Предполагается, что регистрируется  $\pi^-$ -мезон, если  $E_{\text{вт}} > 4,17 \text{ МэВ} + \Delta E_{\text{ост}}$  (4,17 МэВ — кинетическая энергия «распадного» мюона), и  $\pi^+$ -мезон, если  $E_{\text{вт}} = 4,17 \text{ МэВ} \pm \Delta E_{\text{ост}}$ , что соответствует остановке  $\mu^+$ -мезона от распада  $\pi^+$ -мезона в чувствительном объеме ППД-телескопа.

Методические эксперименты, направленные на проверку алгоритмов восстановления энергии и идентификации пионов, выполнялись на канале пионов низких энергий синхроциклотрона ПИЯФ. Измерения проводились на модели «пионного» спектрометра, который состоял из 10 детекторов и обеспечивал возможность регистрации пионов в диапазоне значений энергии  $E_{\pi} = 4\text{--}13 \text{ МэВ}$ .

В первой серии измерений с помощью магнитного канала на спектрометр выводились положительные и отрицательные пионы с фиксированными энергиями («пионные» линии). Результаты восстановления энергетических спектров приведены на рис. 52 (ограниченная статистика связана с тем, что эксперимент выполнялся в режиме «параллельного» времени).

Одновременно с  $\pi^+$ -мезонами магнитным трактом захватываются и другие положительно заряженные частицы, образованные на внутренней мишени.

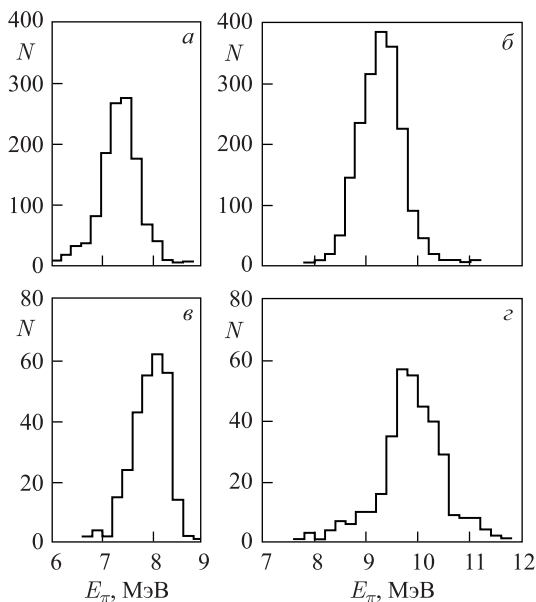


Рис. 52. Измеренные спектры  $\pi^-$ -мезонов (а, б) и  $\pi^+$ -мезонов (в, г) с энергией 8 МэВ (а, в) и 10 МэВ (б, г)



Таблица 17. Параметры спектров, измеренных при фиксированных энергиях пионов

Характеристика пионного пучка	Параметр настройки	Экспериментальные данные	
		$\pi^-$ -мезоны	$\pi^+$ -мезоны
Импульс пионов 47,9 МэВ/с			
Энергия, МэВ	8,00	7,95	7,39
Энергетическое разрешение $\Delta E$ , МэВ	0,63	0,74	0,68
Импульс пионов 53,8 МэВ/с			
Энергия, МэВ	10,00	9,92 (3)	9,28 (1)
Энергетическое разрешение $\Delta E$ , МэВ	0,79	1,02	0,91
Импульс пионов 59,1 МэВ/с			
Энергия, МэВ	12,00	11,83 (4)	11,30 (1)
Энергетическое разрешение $\Delta E$ , МэВ	0,95	1,18	1,14

При этом в ограниченном импульсном диапазоне импульсные распределения на выходе канала не зависят от сорта частиц и определяются только магнитной оптикой тракта. Поэтому точность установки тракта на выбранный импульс и ширина линий контролировались по энергетическим спектрам протонов ( $E_p = 1,2, 1,5, 1,8$  МэВ соответственно для  $E_\pi = 8, 10, 12$  МэВ), регистрируемых на полное поглощение первым детектором телескопа.

В табл. 17 представлены ожидаемые (исходя из настройки магнитного канала) параметры «пионных» спектров и экспериментальные результаты. Систематическое расхождение между энергиями  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов, по-видимому, связано с явлением гистерезиса в магнитных элементах тракта. Из табл. 17 видно, что измеренные параметры «пионных» линий в значительной степени определяются разрешением канала и позволяют получить лишь верхнюю оценку на разрешение спектрометра ( $\Delta E_\pi \leq 0,7$  МэВ) в области энергий пионов  $\leq 12$  МэВ.

Во второй серии измерений пионы с импульсом  $\sim 150$  МэВ/с проходили через замедлитель, и спектрометр регистрировал широкий спектр пионов. На рис. 53 представлены восстановленные распределения по энерговыделениям вторичных частиц для пионов, останавливающихся в одном из детекторов телескопа.

В спектре энерговыделений для  $\pi^+$ -мезонов наблюдается пик, отвечающий останковкам распадных мюонов в чувствительном объеме телескопа. Как уже отмечалось выше, точность определения  $E_{\text{вт}}$  практически полностью определяется погрешностью в определении  $E_{\text{ост}}$ , которую можно определить по параметрам «мюонного» пика ( $E_\mu$  и  $\Delta E_\mu$ ).

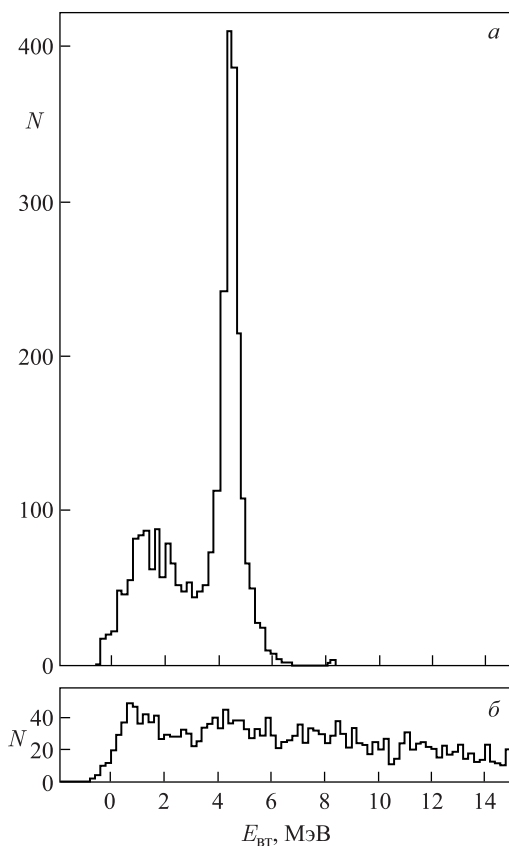


Рис. 53. Спектры энерговыделений вторичных частиц для  $\pi^+$ -мезонов (*a*) и  $\pi^-$ -мезонов (*б*)

На рис. 54 и 55 представлены зависимости параметров «мюонного» пика от величины остаточного пробега для двух выборок событий.

В первой выборке восстановление энергии пионов (см. рис. 54, *a*) производилось по первым трем детекторам телескопа (чувствительная толщина  $W$  составляла 586 мкм, восстанавливалась энергия пионов в диапазоне  $E_\pi = 4-9$  МэВ), что позволило оценить точность восстановления  $E_{\text{ост}}$  для энергии пионов вблизи нижнего порога регистрации. Во второй выборке восстановление энергии (см. рис. 54, *б*) производилось по первым семи детекторам (чувствительная толщина  $W = 2770$  мкм, восстанавливалась энергия пионов в диапазоне  $E_\pi = 9-13$  МэВ), что дало возможность оценить точность восстановления  $E_{\text{ост}}$  при регистрации пионов в телескопе с толщиной детекторов 600 мкм.

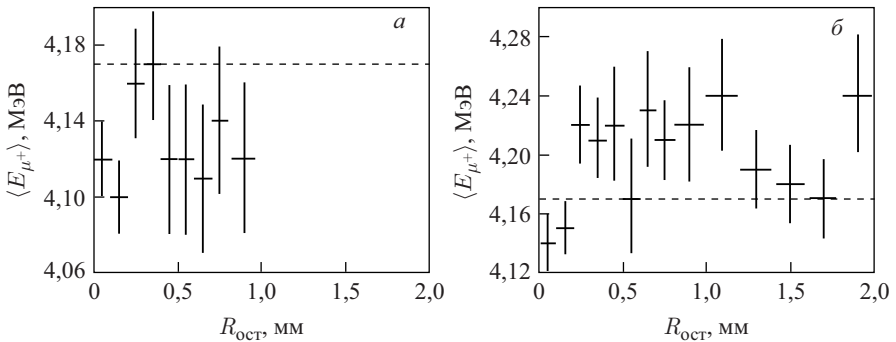


Рис. 54. Зависимость средней энергии «мюонного» пика от остаточного пробега при восстановлении энергии  $\pi^+$ -мезонов по показаниям первых трех детекторов (а) и первых семи детекторов (б)

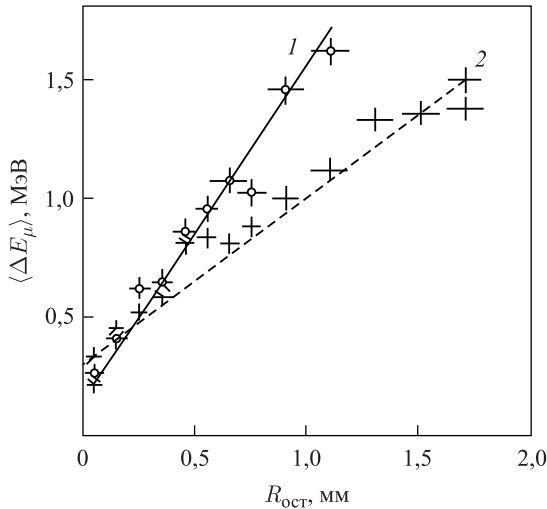


Рис. 55. Зависимость  $\langle \Delta E_{\mu} \rangle$  «мюонного» пика от остаточного пробега при восстановлении энергии  $\pi^+$ -мезонов по показаниям первых трех детекторов (1) и первых семи детекторов (2)

С целью более детального исследования зависимости  $\Delta E_{\text{ост}}$  от  $R_{\text{ост}}$  диапазон остаточных пробегов был расширен путем исключения из процедуры восстановления энергии показаний нескольких детекторов, не искаженных вторичными частицами.

Прямые линии на рис. 55 являются результатом подгонки экспериментальных точек линейной функцией

$$\Delta E_{\mu} = aR_{\text{ост}} + b. \quad (25)$$

Таблица 18. Параметры подгонки экспериментальных данных, полученных для набора детекторов, показания которых не искажены вторичными частицами

Параметр	$W$ , мкм	
	586	2770
$R_{\text{ост}}$ , мм	0–1	0–2
$a$ , $10^{-4}$ МэВ/мм:		
эксперимент	5,45	2,66
моделирование	5,85	2,88
$b$ , МэВ:		
эксперимент	0,096	0,164
моделирование	0,085	0,138

Параметры подгонки приведены в табл. 18. Отметим, что аналогичная зависимость, полученная в результате моделирования с учетом энергетического разрешения спектрометрических каналов, неоднородности толщин детекторов, углового разброса частиц после замедлителя и многократного рассеяния пионов, также хорошо согласуется с линейной. Видно, что модельная зависимость согласуется с экспериментальными данными в пределах 10–15 %.

Из представленных результатов (см. рис. 54, 55) видно, что систематическая погрешность в определении  $E_{\text{ост}}$  составляет 50 кэВ, разрешение  $\Delta E_{\text{ост}} \approx 0,6$  МэВ (усреднение выполнено по рабочему диапазону остаточных пробегов 0–600 мкм). Так как  $\Delta E_{\text{ост}} \gg \Delta E_{\text{СК}}$ , то  $\Delta E_{\text{ост}}$  является реалистической оценкой энергетического разрешения пионного спектрометра.

Подчеркнем, что этот случай соответствует отбору событий, когда ни один из детекторов, предшествующих детектору остановки, не искажен вторичными частицами. Такой отбор, естественный для получения наилучшего разрешения, приводит к специфической зависимости эффективности регистрации от глубины остановки пиона в детекторе, и на этом вопросе следует остановиться более подробно.

Важным параметром «пионного» телескопа является эффективность регистрации пионов, связанная с отбраковкой событий, в которых вторичные частицы исказили показания в детекторах, предшествующих детектору остановки. Для определения этой характеристики использовались экспериментальные данные по спектрам заряженных частиц, образующихся в результате поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами кремния [62], и результаты моделирования процесса поглощения с помощью каскадно-экситонной модели [156].

На рис. 56 представлены результаты расчетов эффективности регистрации  $\pi^-$ -мезонов для телескопа с толщиной детекторов  $W = 600$  мкм и периодом их упаковки  $d = 8$  мм. При отборе событий без искажений показаний детекторов, предшествующих детектору остановки, эффективность довольно велика ( $\eta \approx 80\%$ ), однако заметно меняется в зависимости от глубины оста-

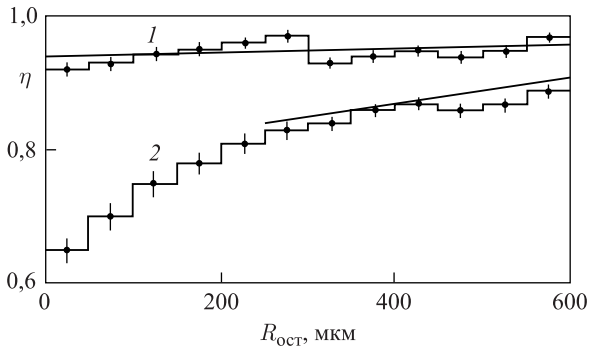


Рис. 56. Зависимость эффективности регистрации  $\pi^+$ -мезонов от остаточного пробега в детекторе (гистограммы — расчет по каскадно-экситонной модели; кривые — расчет на основе экспериментальных данных). 1 — допускаются искажения вторичными частицами показаний не более одного детектора, предшествующего детектору остановки; 2 — отбираются события без искажений показаний детекторов, предшествующих детектору остановки

новки пионов в детекторе (нижние (2) кривая и гистограмма на рис. 56). Верхние (1) кривая и гистограмма на рис. 56 — эффективность регистрации  $\pi^-$ -мезонов для случая, когда допускаются искажения вторичными частицами показаний не более одного детектора, предшествующего детектору остановки.

Видно, что в этом случае эффективность регистрации практически постоянна (меняется на 2% от ближнего к дальнему краю детектора) и составляет  $\eta = (95 \pm 2)\%$ . Важно, что для расчета эффективности в таком варианте отбора достаточно иметь информацию об инклюзивных спектрах вторичных частиц, известных с высокой точностью [62]. Этот вариант отбора событий, на наш взгляд, является оптимальным, так как проблема учета эффективности регистрации легко решается, сама эффективность высока, а энергетическое разрешение ухудшается не более чем на 10%.

Зависимость энергетического разрешения от энергии  $\pi^-$ -мезонов, полученная на основе данных методических измерений и моделирования, представлена на рис. 57 (кривая 1). Расчет выполнен для телескопа, состоящего из 20 детекторов. Заметим, что в реальной процедуре фитирования возникает дополнительная отбраковка событий ( $\sim 5\%$ ), связанная с факторами, типичными для регистрации заряженных частиц многослойным телескопом (ядерные взаимодействия, краевой эффект и т.п.). В итоге эффективность регистрации  $\pi^-$ -мезонов составляет  $\eta_{\pi^-} \approx 90\%$ .

Осцилляции на рис. 57 обусловлены тем, что остаточный пробег в зависимости от энергии частиц осциллирует с периодом, равным толщине ППД, и, следовательно, аналогичным образом должно изменяться энергетическое

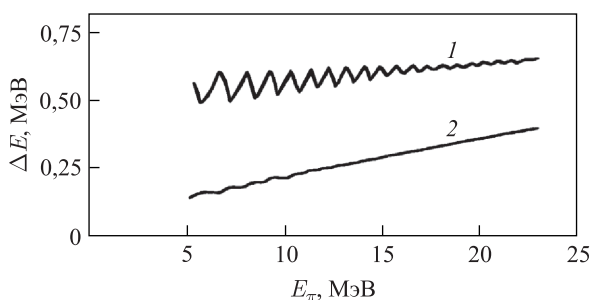


Рис. 57. Зависимость энергетического разрешения от энергии  $\pi^-$ -мезонов (1) и  $\pi^+$ -мезонов (2) для телескопа из 20 детекторов с  $W = 600$  мкм и периодом упаковки 8 мм

разрешение. Однако с ростом энергии увеличиваются и флуктуации  $R_{\text{ост}}$ , что ведет к сглаживанию кривой.

При регистрации  $\pi^+$ -мезонов можно реализовать точно такой же алгоритм обработки. В этом случае энергетическое разрешение и эффективность регистрации  $\pi^+$ -мезонов близки к случаю  $\pi^-$ -мезонов. В то же время, отобрав события, отвечающие остановкам мюонов в чувствительном объеме телескопа, можно восстановить энергию  $\pi^+$ -мезонов с более высокой точностью суммированием энерговыделений в детекторах телескопа:

$$E_{\pi^+} = \sum_i^N \Delta E_i - E_{\mu}, \quad (26)$$

где  $E_{\mu} = 4,17$  МэВ.

Зависимость энергетического разрешения для  $\pi^+$ -мезонов, отобранных таким способом, представлена на рис. 57 (кривая 2). Если отбирать события, в которых мюоны не вылетают из детектора остановки пиона, то эффективность регистрации  $\pi^+$ -мезонов для детекторов с толщиной  $W = 600$  мкм составляет  $\eta_{\pi^+} \approx 40\%$  и не зависит от глубины остановки пиона в детекторе.

Проведение экспериментальных исследований с пионами низких энергий сопровождается, как правило, большим мюонным фоном. Способы режекции мюонов зависят от конкретных схем эксперимента и обычно основываются на измерениях времени пролета. Многослойная структура спектрометра и высокое энергетическое разрешение ППД позволяют получать высокие коэффициенты режекции на основе анализа спектрометрической информации. Под коэффициентом режекции частиц типа В при отборе по определенному алгоритму частиц типа А понимается следующая величина:

$$K_{A/B} = \frac{\text{эффективность отбора частиц типа А}}{\text{вероятность прохождения частиц типа В по данному алгоритму}}.$$

Часть мюонов режектируются на этапе восстановления энергии методом «напролет» при проверке «пионной» гипотезы с использованием критерия  $\chi^2$  [21]. Другая часть — при определении энерговыделения вторичных частиц, так как при обработке по «пионной» гипотезе эта величина принимает, как правило, нефизическое (отрицательное) значение. Набранный экспериментальный материал позволяет оценить коэффициенты режекции при  $E_\mu = 10$  МэВ:  $K_{\pi^+/\mu^+} \approx 100$  и  $K_{\pi^-/\mu^-} \approx 20$ . Эти значения получены при алгоритме отбора пионов, обеспечивающем максимальную эффективность регистрации  $\eta_\pi \approx 90\%$ .

К полученным результатам следует сделать несколько замечаний.

1) При обработке по «пионной» гипотезе отбираются события с энерговыделением вторичных частиц ( $E_{вт}$ ) выше некоторого порога. Так, максимальная эффективность регистрации пионов  $\eta_\pi \approx 90\%$  достигается при отборе событий с  $E_{вт} > 0$ . Повышение порога отбора приводит к уменьшению эффективности регистрации пионов, однако позволяет увеличить коэффициент режекции. Так, при  $\eta_{\pi^-} \approx 30\%$  достигается  $K_{\pi^-/\mu^-} \approx 100$ .

2) С ростом энергии мюонов увеличивается количество детекторов, которые проходит частица, что приводит к характерному для многослойных телескопов увеличению  $K$ . Таким образом, численное значение коэффициента режекции зависит от энергии.

3) Часть мюонов за время формирования спектрометрических сигналов распадается с испусканием электрона (позитрона), а некоторая доля  $\mu^-$ -мезонов поглощается ядрами с испусканием низкоэнергетических заряженных частиц.

Это приводит к возникновению «мюонных» событий со значительными энерговыделениями вторичных частиц, имитирующих пионы. Таким образом, численное значение коэффициентов режекции зависит не только от алгоритма обработки событий, но и от параметров электронной системы спектрометра (временного разрешения спектрометрического канала). Одним из реальных путей увеличения  $K$  для  $\pi^+$ -мезонов является использование быстродействующей спектрометрической электроники, а также быстрой логической системы, позволяющих определять временную структуру сигналов с детекторов.

Разделение  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов основывается на различии в распределениях энерговыделений вторичных частиц для пионов разных знаков (см. рис. 53). Идентификация  $\pi^+$ -мезонов проводится с помощью статистической проверки гипотезы останковки распадного мюона в чувствительном объеме телескопа (фактически отбираются события с энерговыделениями вторичных частиц из «мюонного» пика). При эффективности отбора  $\pi^+$ -мезонов  $\eta_{\pi^+} \approx 40\%$  экспериментально получен коэффициент режекции  $K_{\pi^+/\pi^-} \approx 12$ . Дополнительное увеличение  $K_{\pi^+/\pi^-}$  может быть достигнуто, как и в случае режекции мюонов, с помощью анализа временной структуры

сигналов с детекторов, позволяющего зарегистрировать факт  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$  распада в чувствительном объеме телескопа.

Из рис. 53 видно, что  $E_{\text{вт}}$  для  $\pi^+$ -мезонов ограничено сверху значением энергии распадного мюона  $E_{\mu^+} = 4,17$  МэВ. Отбирая события с  $E_{\text{вт}}$  выше этого значения, можно выделить  $\pi^-$ -мезоны. Эффективность отбора  $\pi^-$ -мезонов зависит от конкретного значения порога и при отборе  $E_{\text{вт}} > 5-10$  МэВ меняется от 60 до 30 %. Экспериментально показано, что при  $E_{\text{вт}} > 8$  МэВ ( $\eta \approx 40\%$ ) коэффициент режекции достигает значения  $K_{\pi^-/\pi^+} > 10^3$ . Такое достаточно высокое значение может быть использовано при постановке экспериментальных исследований реакций двойной перезарядки.

Отметим, что для повышения коэффициентов режекции можно использовать аппаратные методы идентификации распадов  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ ,  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm$ , а также событий с поглощением  $\mu^-$ -мезонов ядрами.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в настоящем обзоре разработки в области полупроводниковых многодетекторных систем позволили обеспечить идентификацию и спектрометрию заряженных частиц в широком диапазоне масс (от пионов до ядерных фрагментов) и энергий (от нескольких до сотен мегаэлектронвольт). Это обеспечило решение ряда физических задач в области исследования экзотических ядерных состояний на качественно новом уровне как по точности измерений, так и по вероятности изучаемых процессов. Можно выделить следующие основные методические и физические результаты.

- Разработаны и реализованы специальные методы изготовления телескопических ППД: 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 ППД и существенно улучшить качество спектрометрической информации, получаемой с помощью многослойных ППД-спектрометров.

- Разработан и реализован полный цикл по изготовлению качественных Si(Au)-детекторов на основе нейтронно-легированного кремния. Применение этого метода позволило получить кремний  $n$ -типа с удельным сопротивлением (60–130 кОм·см), что значительно выше, чем у исходного кремния  $p$ -типа (2–20 кОм·см). Из нейтронно-легированного кремния изготовлена партия светосильных Si(Au)-ППД для комплектации спектрометра заряженных пионов низких энергий.



• Разработаны и экспериментально реализованы методы калибровки телескопических ППД, определения чувствительных и мертвых слоев детекторов, оптимизации постоянных времени формирования сигналов при использовании телескопических Si(Li)-ППД, расчета и измерения энергетического разрешения ППД-телескопов. Эти разработки обеспечили набор данных с минимальными искажениями и корректную обработку исследуемых спектров.

• Разработан и создан комплекс многослойных полупроводниковых установок для решения широкого круга физических задач: двухплечевой спектрометр на основе кремниевых детекторов для прецизионной регистрации ( $\Delta E/E \sim 0,5\%$ ) заряженных частиц ( $p, d, t$ ) с энергиями до 100 МэВ; спектрометр на основе тонких ( $\sim 10$  мкм) кремниевых детекторов для идентификации и измерения энергии (0,6–80 МэВ) ядерных фрагментов ( ${}^4,6,8\text{He}$ ,  ${}^4,6,8\text{Li}$ ); спектрометр на основе HPGe-детекторов, который обеспечил высокое энергетическое разрешение  $\Delta E/E \sim 0,25\%$  при регистрации  ${}^3\text{He}$  с энергиями до 400 МэВ; спектрометр на основе детекторов из нейтронно-легированного кремния, который позволил выполнить спектрометрию ( $\Delta E_\pi \sim 0,6$  МэВ) отрицательных пионов в диапазоне значений энергии 3–25 МэВ.

• Использование созданных ППД-спектрометров позволило получить ряд приоритетных физических результатов: в реакции поглощения пионов обнаружен изотоп лития  ${}^{10}\text{Li}$  и определены параметры его низколежащего состояния; в реакции поглощения пионов удалось наблюдать сразу три резонансных состояния  ${}^4\text{H}$ ; получено указание на обнаружение выбивания  $\Delta$ -изобары из ядра  ${}^9\text{Be}$ ; получено указание на образование глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона.

Работа поддержана Минобрнауки (грант № 3.4911.2017/6.7).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Калтакчиева Р., Пенционжевич Ю. Э., Болен Х. Г.* Сильнонейтроноизбыточные изотопы легких элементов // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30. С. 1429–1513.
2. *Jonson B.* Light Dripline Nuclei // Phys. Rep. 2004. V. 389. P. 1–59.
3. *Exotic Nuclei and Nuclear/Particle Astrophysics / Ed. by S. Stoica, L. Trach, R. E. Tribble.* World Sci. Publ., 2008. 508 p.
4. *Гуров Ю. Б., Лапушкин С. В., Чернышев Б. А., Сандуковский В. Г.* Поиск сверхтяжелых изотопов водорода в реакциях поглощения пионов // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40. С. 1063–1109.
5. *Eisberg R., Ingham D., Makino M., Cole R., Waddell C.* Semiconductor Detector Telescopes for Measuring Proton Energies up to 300 MeV — Problems and Solutions // Nucl. Instr. Meth. 1972. V. 101. P. 85–90.
6. *Amann J. F., Barnes P. D., Dytman S. A., Penkrot J. A., Thompson A. C., Pehl R. H.* Use of High-Purity Germanium Detectors for Intermediate-Energy Physics Experiments // Nucl. Instr. Meth. 1975. V. 126. P. 193–198.

7. Riepe G., Protić D., Sükösd C., Didelez J. P., Frascaria N., Gerlic E., Hourani E., Morlet M. Performance of High-Purity Germanium Multi-Detector Telescope for Long-Range Particles // Nucl. Instr. Meth. 1980. V. 177. P. 361–367.
8. Davids B., Davids C.N. EMMA: A Recoil Mass Spectrometer for ISAC-II at TRIUMF // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 544. P. 565–576.
9. Uesaka T., Shimoura S., Sakai H., Berg G. P. A., Nakanishi K., Sasamoto Y., Saito A., Michimasa S., Kawabata T., Kubo T. The High Resolution SHARAQ Spectrometer // Nucl. Instr. Meth. B. 2008. V. 266. P. 4218–4222.
10. Walton J., Goulding F., Haller E., Pehl R. H. Status and Problems of Semiconductor Detectors // Nucl. Instr. Meth. 1982. V. 196. P. 107–116.
11. Pehl R. H. Detector Telescopes and Their Applications // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1982. V. NS-29. P. 1001–1007.
12. Friesel L., Flanders S., Pehl H. A Variable Geometry High-Purity Germanium Detector Telescope System for Use with Intermediate Energy Charged Particles // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 207. P. 403–415.
13. Беллини Д., Фoa Л., Джорджи М. Полупроводниковые детекторы для измерения времени жизни и получения высокого пространственного разрешения // УФН. 1984. Т. 142. С. 476–504.
14. Pehl R., Luke P. N., Friesel D. L. High-Purity Germanium Charge-Particle Detectors: LDL-IUCF Update // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 242. P. 103–110.
15. Pensotti S., Rancoita P. G., Seidman A., Vismara L., Zambelli M. Large-Area Silicon Detection in Hadronic Sampling Calorimeter // Nucl. Instr. Meth. A. 1987. V. 257. P. 538–542.
16. Сандуковский В. Г., Савельев В. И. Полупроводниковые трековые детекторы // ЭЧАЯ. 1991. Т. 22. С. 1347–1399.
17. Rehak P., Gatti E. Semiconductor Detectors in Nuclear and Particle Physics // AIP Conf. Proc. 1995. V. 338. P. 319–329.
18. Beneš P., Čermák P., Gusev K. N., Klimenko A. A., Kovalenko V. E., Kovalík A., Rukhadze N. I., Salamatin A. V., Šimkovic F., Štekl I., Timkin V. V., Vyllov Ts. The Low Background Spectrometer TGV II for Double Beta Decay Measurements // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 569. P. 737–742.
19. Wallace M. S., Famiano M. A., van Goethem M.-J., Rogers A. M., Lynch W. G., Clifford J., Delaunay F., Labostov S., Morris L., Moroni A., Nett B. E., Krishnasamy R., Tsang M. B., Sobotka L. G. The High Resolution Array (HiRA) for Rare Isotope Beam Experiments // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 583. P. 302–312.
20. Акимов Ю. К., Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Крыканова Г. А., Морохов П. В., Оганесян К. О., Осипенко Б. П., Печкуров В. А., Пичугин А. П., Поносов А. К., Пороховой С. Ю., Сергеев Ф. М. О возможности измерения энергии заряженных частиц с помощью слоистого полупроводникового спектрометра // ПТЭ. 1980. № 1. С. 69–73.

21. Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Лапушкин С. В., Лукин А. С., Морохов П. В., Оганесян К. О., Осипенко Б. П., Печкуров В. А., Пичугин А. П., Поносов А. К., Пороховой С. Ю., Сергеев Ф. М., Холмецкий А. Л. Измерение энергии отрицательных пионов многослойным полупроводниковым спектрометром // ПТЭ. 1981. № 2. С. 42–48.
22. Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Мороховец М. А., Неймарк К. Н., Осипенко Б. П., Сандуковский В. Г. Поверхностно-барьерные детекторы из кремния, легированного фосфором в потоке тепловых нейтронов // ПТЭ. 1983. № 5. С. 53–54.
23. Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Ким Зай Те, Ким Чан Хван, Осипенко Б. П., Юрковски Я. Полупроводниковые детекторы, полученные с помощью диффузии лития, стимулированной тепловым излучением // ПТЭ. 1988. № 1. С. 57–60.
24. Гребенникова О. М., Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Мороховец М. А., Неймарк Е. Н., Осипенко Б. П., Федоров В. В., Юрова Е. С. Полупроводниковые детекторы большой площади из высокоомного кремния, полученного методом нейтронного легирования // ПТЭ. 1990. № 3. С. 74–77.
25. Varabash L. S., Gurov Yu. B., Belcarz E., Maltsev E. I., Meszaros L. P., Petukhov Yu. P., Pimenov A. G., Sandukovsky V. G. Semiconductor Microstrip Detector with a Resistive Layer // Nucl. Instr. Meth. A. 1990. V. 228. P. 375–378.
26. Амелин А. И., Бесфамильнов С. В., Будагов Ю. А., Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Ильин А. Л., Морохов П. В., Осипенко Б. П., Печкуров В. А., Савельев В. И., Сандуковский В. Г., Шафигуллин Р. Р., Шишков А. В. Исследование характеристик полупроводниковых микростриповых детекторов. Сообщ. ОИЯИ P13-91-134. Дубна, 1991. 18 с.
27. Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Довгун С. В., Сандуковский В. Г. Телескопические поверхностно-барьерные детекторы // ПТЭ. 1994. № 3. С. 55–59.
28. Гуров Ю. Б., Катулина С. Л., Сандуковский В. Г., Юрковски Я. Телескопические кремниевые детекторы // ПТЭ. 2005. № 6. С. 5–12.
29. Гуров Ю. Б., Катулина С. Л., Розов С. В., Сандуковский В. Г. Планарные Si(Li)-детекторы с большим чувствительным объемом // ПТЭ. 2010. № 1. С. 42–44.
30. Голубков С. А., Гуров Ю. Б., Гусев К. Н., Егоров Н. Н., Замятин Н. Н., Катулина С. Л., Козлов Ю. Ф., Сандуковский В. Г., Сидоров А. И., Старостин А. С. Исследование эффекта внутреннего усиления на планарных  $p^+nn^+$ -структурах из высокоомного кремния // ПТЭ. 2004. № 5. С. 34–37.
31. Вихлянцева О. Ф., Голубков С. А., Гуров Ю. Б., Гусев К. Н., Егоров Н. Н., Замятин Н. Н., Козлов Ю. Ф., Коньков К. А., Пантуев В. С., Сандуковский В. Г., Сидоров А. И., Старостин А. С., Юрковски Я. Исследование эффекта внутреннего усиления на планарных структурах из  $p$ -кремния // ПТЭ. 2007. № 2. С. 59–64.
32. Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Мороховец М. А., Воронов И. Н., Гребенникова О. М., Корнеева Т. Ф. 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.

33. Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Осипенко Б. П., Подкопаев О. И., Солдатов А. М., Юрковски Я. Планарные детекторы из особо чистого германия // ПТЭ. 1990. № 4. С. 83–85.
34. Гуров Ю. Б., Гусев К. Н., Катуплина С. Л., Митура-Новак М., Райхель Б., Сандуковский В. Г., Юрковски Я. Имплантированные HPGe-детекторы для многослойных спектрометров заряженных частиц // ПТЭ. 2004. № 5. С. 34–37.
35. Гуров Ю. Б., Гусев К. Н., Катуплина С. Л., Сандуковский В. Г., Borovich D., Yurkowski J. Секционированные детекторы из особо чистого германия // ПТЭ. 2007. № 6. С. 43–46.
36. Гуров Ю. Б., Карпунин В. С., Розов С. В., Сандуковский В. Г., Borovich D., Kwiatkowska J., Rajchel B., Yurkowski J. Пассивация HPGe-детекторов // ПТЭ. 2009. № 1. С. 151–154.
37. Бруданин В. Б., Гуров Ю. Б., Егоров В. Г., Rajchel B., Borowicz D., Розов С. В., Сандуковский В. Г., Yurkovsky J. Массивные HPGe-детекторы для регистрации редких событий с низким энерговыделением // ПТЭ. 2011. № 4. С. 27–29.
38. Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Морохов П. В., Осипенко Б. П., Пичугин А. П., Сандуковский В. Г. Определение толщины структурных слоев полупроводниковых детекторов с помощью заряженных частиц // ПТЭ. 1983. № 6. С. 42–45.
39. Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Лапушкин С. В., Печкуров В. А., Сандуковский В. Г., Телькушев М. В., Чернышев Б. А. Энергетическое разрешение многослойного полупроводникового спектрометра // ПТЭ. 1998. № 5. С. 53–56.
40. Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Бер М. Н., Морохов П. В., Сандуковский В. Г., Телькушев М. В. Выбор формирующих цепей многослойного полупроводникового спектрометра заряженных частиц // ПТЭ. 2002. № 5. С. 45–50.
41. Гуров Ю. Б., Гусев К. Н., Карпунин В. С., Лапушкин С. В., Морохов П. В., Сандуковский В. Г., Yurkowski J. Калибровка многослойного полупроводникового спектрометра с помощью  $\alpha$ -источников // ПТЭ. 2006. № 5. С. 34–38.
42. Гусев К. Н., Гуров Ю. Б., Катуплина С. Л., Павлов В. П., Сандуковский В. Г. Исследование характеристик полупроводниковых детекторов из кремния и германия при температурах ниже 77 К // ПТЭ. 2007. № 2. С. 65–69.
43. Гуров Ю. Б., Исаков С. В., Карпунин В. С., Лапушкин С. В., Сандуковский В. Г., Чернышев Б. А. Измерение толщин нечувствительных слоев полупроводниковых детекторов // ПТЭ. 2008. № 1. С. 67–71.
44. Gornov M. G., Gurov Yu. B., Lukin A. S., Morokhov P. V., Pechkurov V. A., Pichugin A. P., Saveliev V. I., Shafitgullin R. R., Sergeev F. M., Khomutov A. A., Oganesian K. O., Osipenko B. P., Sandukovsky V. G. Two-Arm Semiconductor Spectrometer of Charged Particles for the Investigation of Absorption of Stopped Negative Pions by Nucleus // Nucl. Instr. Meth. A. 1984. V. 225. P. 42–48.
45. Гайсак И. И., Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Мерзляков С. И., Оганесян К. О., Осипенко Б. П., Пасюк Е. А., Пороховой С. Ю., Руденко А. И., Хомутов А. А., Шишков А. В. Полупроводниковый спектрометр пучков положительных пионов низких энергий // ПТЭ. 1988. № 1. С. 22–24.

46. Акимов Ю. К., Гайсак И. И., Госткин М. И., Гуров Ю. Б., Мерзляков С. И., Молоканов А. Г., Оганесян К. О., Пасюк Е. А., Пороховой С. Ю. Установка для исследования взаимодействий протонов промежуточных энергий с ядрами. Сообщ. ОИЯИ 13-89-93. Дубна, 1989. 5 с.
47. Бинько Г. Ф., Гребенев В. Н., Гуров Ю. Б., Добрецов Ю. П., Дзелепов В. П., Зинов В. Г., Кириллов-Угрюмов В. Г., Малолетнев А. А., Микаэлян А. Л., Пичугин А. П., Фильченков В. В., Халько Н. Н. Установка для исследований остановок мюонов в газовой мишени «без стенок» // ПТЭ. 1990. №4. С. 58–61.
48. Амелин А. И., Бер М. Н., Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Лапушкин С. В., Морохов П. В., Печуров В. А., Шафигуллин Р. Р., Щуренкова Т. Д., Фатеев А. Ю. Полупроводниковый спектрометр заряженных пионов низких энергий // ПТЭ. 1993. №1. С. 69–79.
49. Chernyshev B. A., Dovgun S. V., Gornov M. G., Gurov Yu. B., Grebenev V. N., Katulina S. L., Sandukovsky V. G., Shafigullin R. R. Search for Deeply Bound Pionic Atoms with High-Purity Germanium Tagging Spectrometer. JINR Commun. E13-94-198. Dubna, 1994. 4 p.
50. Горнов М. Г., Гребенев В. Н., Гуров Ю. Б., Calen H., Морозов Б. А., Сандуковский В. Г., Чернышев Б. А., Hoistad B., Храпов С. Н., Шафигуллин Р. Р. Спектрометр для регистрации заряженных частиц под малыми углами // ПТЭ. 1999. №4. С. 65–71.
51. Gornov M. G., Gurov Yu. B., Lapushkin S. V., Morokhov P. V., Pechkurov V. A., Pasyuk E. A., Chernyshev B. A., Sandukovsky V. G. Multilayer Semiconductor Spectrometer for Studying Light Neutron-Rich Nuclei // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 446. P. 461–468.
52. Bargholtz Chr., Geren L., Гребенев В. Н., Гуров Ю. Б., Карпунин В. С., Лаухин И. В., Lindberg K., Сандуковский В. Г., Tegner P.-E., Чернышев Б. А., Шафигуллин Р. Р. Спектрометр для поиска экзотических состояний пионных атомов ксенона // ПТЭ. 2006. №3. С. 14–22.
53. Bargholtz Chr., Geren L., Гребенев В. Н., Гуров Ю. Б., Карпунин В. С., Лаухин И. В., Мартемьянов Б. В., Матвеев В. А., Lindberg K., Сонов В. С., Tegner P.-E., Чернышев Б. А., Шафигуллин Р. Р. Мечение  $\eta$ -мезонов вблизи порога реакции  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  // ПТЭ. 2006. №4. С. 17–23.
54. Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Коптев В. П., Морохов П. В., Оганесян К. О., Осипенко Б. П., Печуров В. А., Савельев В. И., Сергеев Ф. М., Хомутов А. А., Чернышев Б. А., Шафигуллин Р. Р., Шишков А. В. Обнаружение сверхтяжелых изотопов водорода в реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$  // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 205–208.
55. Амелин А. И., Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Ильин А. Л., Морохов П. В., Печуров В. А., Савельев В. И., Сергеев Ф. М., Смирнов С. А., Чернышев Б. А., Шафигуллин Р. Р., Шишков А. В. Образование  ${}^{10}\text{Li}$  при поглощении остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^{11}\text{B}$  // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 1231–1233.
56. Gurov Yu. B., Aleshkin D. V., Behr M. N., Chernyshev B. A., Lapushkin S. V., Morokhov P. V., Pechkurov V. A., Poroshin N. O., Sandukovsky V. G., Telkushev M. V.

- Spectroscopy of Superheavy Hydrogen Isotopes  $^4\text{H}$  and  $^5\text{H}$  // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 24. P. 231–236.
57. Chernyshev B. A., Gurov Yu. B., Korotkova L. Yu., Lapushkin S. V., Pritula R. V., Sandukovsky V. G. Study of the Level Structure of the Lithium Isotope  $^{10}\text{Li}$  in Stopped Pion Absorption // IJMP. 2015. V. 24. P. 1550004.
58. Amelin A. I., Behr M. N., Chernyshev B. A., Gornov M. G., Gurov Yu. B., Lapushkin S. V., Morokhov P. V., Pechkurov V. A., Shafigullin R. R., Shurenkova T. D., Koptev V. P., Reskin M. G., Eramzhian R. A., Oganessian K. O. Evidence for Virtual  $\Delta^{++}$  Knock-Out from  $^9\text{Be}$  by 1 GeV Protons // Phys. Lett. B. 1994. V. 33. P. 261–265.
59. Andersson M., Bargholtz Chr., Chernyshev B., Geren L., Gornov M., Grebenev V., Gurov Y., Hoistad B., Sandukovsky V., Shafigullin R., Tegner P.-E., Rollander K. W. The Observation of Deeply Bound Pionic States of Xenon Produced in the  $d + \text{Xe}_{\text{nat}} \rightarrow \text{Xe}_{\pi^-} + ^3\text{He}$  Reaction // Nucl. Phys. A. 2003. V. 721. P. 846–848.
60. Bargholtz Chr., Chernyshev B. A., Geren L., Grebenev V. N., Gurov Yu. B., Hoistad B., Laukhin I. V., Sandukovsky V. G., Shafigullin R. R., Tegner P.-E. A Search for Deeply Bound Pionic States of Xenon Produced in the  $^{136}\text{Xe}(d, ^3\text{He})^{135}\text{Xe}_{\pi\text{-bound}}$  Reaction // Yad. Fiz. 2005. V. 68. P. 517–519.
61. Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Коптев В. П., Круглов С. П., Лукин А. С., Макаров М. М., Оганесян К. О., Осипенко Б. П., Печкуров В. А., Пичугин А. И., Савельев В. И., Сергеев Ф. М., Хомутов А. А., Шафигуллин Р. Р. Исследование эмиссии коррелированных заряженных частиц при поглощении остановившихся  $\pi^-$ -мезонов в кремнии // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 164–167.
62. Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Ильин А. И., Машник С. Г., Морохов П. В., Печкуров В. А., Поликарпов М. А., Савельев В. И., Сергеев Ф. М., Смирнов С. А., Хомутов А. А., Чернышев Б. А., Шишков А. В. Эмиссия протонов в реакции поглощения отрицательных пионов ядрами Be, C, Si, Cu, Ge // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 959–967.
63. Бинько Г. Ф., Гребенев В. Н., Гуров Ю. Б., Добрецов Ю. П., Джелепов В. П., Зинов В. Г., Кириллов-Угрюмов В. Г., Малолетнев А. А., Микаэлян А. Л., Пичугин А. П., Фильченков В. В., Халько Н. Н. Измерение остаточной поляризации отрицательных мюонов в газообразном дейтерии при давлении 10 атм // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 476–479.
64. Бинько Г. Ф., Гребенев В. Н., Гуров Ю. Б., Добрецов Ю. П., Кириллов-Угрюмов В. Г., Малолетнев А. А., Микаэлян А. Л., Пичугин А. П. Образование мюонной молекулы  $\text{HF}$  при остановке отрицательных мюонов в смеси неона и водорода // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57. С. 741–745.
65. Акимов Ю. К., Калинин А. И., Кушнирук В. Ф., Юнгауссен Х. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. М.: Атомиздат, 1967. 247 с.
66. Федосеева О. Н., Гаценко Л. С., Захарчук О. В., Никитин Б. А., Тутов Е. П., Тюрина Н. Б. Кремниевые детекторы ионизирующих излучений. М.: Атомиздат, 1975. 134 с.

67. *Азимов С. А., Муминов Р. А., Шамирзаев С. Х., Яфасов А. Я.* Кремний-литиевые детекторы ядерных излучений. Ташкент: Фан, 1981. 242 с.
68. *Tove P. A.* The Role of Contacts to Nuclear Radiation Detectors // Nucl. Instr. Meth. 1976. V. 133. P. 445–452.
69. *Акимов Ю. К., Игнатъев О. В., Калинин А. И., Кушнирук В. Ф.* Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1989. 282 с.
70. *England J. B., Hammer V. W.* A New Type of Non-Injecting Back Contact for Totally Depleted Silicon Surface Barrier Detectors // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 96. P. 81–86.
71. *England J. B. A.* A Note on Non-Injecting Back Contacts for High Resistivity Silicon Surface Barrier Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 1984. V. 226. P. 564–565.
72. *Walton J. T., Sommer H. A., Greiner D. E., Bieser F. S.* Thin Window Si(Li) Detectors for the ISEE-C Telescope // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1978. V. NS-25. P. 391–394.
73. *Pearton S. J., Williams A. A.* Ultra-Thin Laser-Aided Doped Li Contacts on High-Purity Germanium Nuclear Radiation Detectors // Nucl. Instr. Meth. 1981. V. 188. P. 261–263.
74. *Riepe G., Protic D.* High-Purity Germanium Detectors with Both Contacts Made by Ion-Implantation // Nucl. Instr. Meth. 1979. V. 165. P. 31–34.
75. *Гибсон У. М., Мартин Ф. У., Кларк А. Х., Нельсон С., Стенсор Р.* Электрические и физические измерения на кремнии, легированном ионным методом в условиях каналирования и без него. Внедрение лития // Легирование полупроводников ионным внедрением: Сб. ст. / Под ред. С. С. Вавилова и В. Л. Гусева. М.: Мир, 1971. С. 377–380.
76. *Болтакс Б. И.* Диффузия в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1961. 218 с.
77. *Фалькевич Э. С., Пульнер Э. О., Червоний И. Ф.* Технология полупроводникового кремния. М.: Металлургия, 1992. 158 с.
78. *Смирнов Л. С., Соловьев С. И., Стась В. Ф., Харченко В. А.* Легирование полупроводников методом ядерных реакций. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1981. 183 с.
79. *Вавилов В. С., Ухин Н. А.* Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М.: Атомиздат, 1969. 152 с.
80. *Ковтаниук Н. Ф., Концевой Ю. А.* Измерение параметров полупроводниковых материалов. М.: Металлургия, 1970. 211 с.
81. *Yonng R. T., Cleland J. W., Wood R. F., Abraham M. M.* Radiation Damage in Neutron Transmutation Doped Silicon: Electrical Property Studies // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. P. 4752–4760.
82. *Kim C., Kraner H. W., Itoh D., Husimi K., Ohkawa S., Shiraishi F.* Neutron Transmutation Doped Silicon Detectors // Nucl. Instr. Meth. 1982. V. 196. P. 143–148.
83. *Бишофф Л.* Применение нейтронно-легированного кремния в полупроводниковых детекторах // ФТП. 1985. Т. 19. С. 2118–2121.

84. *Вербицкая Е. М., Гринштейн П. М., Гутчетль Р. И., Еремин В. К., Иванов А. М., Мороховец М. А.* Детекторы короткопробежных частиц на основе нейтронно-трансмутационно-легированного кремния // ПТЭ. 1987. № 4. С. 68–71.
85. *Юрова Е. Г., Федоров В. В., Назаркин В. Н.* Некоторые метрологические особенности оценки неоднородности монокристаллического кремния методом сопротивления растекания // Электронная техника. Сер. 6. Материалы. 1985. № 1. С. 76–78.
86. *Kemmer J.* Fabrication of Low Noise Silicon Radiation Detectors by the Planar Process // Nucl. Instr. Meth. 1980. V. 169. P. 499–502.
87. *Воронов И. Н., Гресъков И. М., Гринштейн П. М., Гутчетль Р. И., Мороховец М. А., Соболев Н. А., Стук А. А., Харченко В. А., Челноков В. Е., Шек Е. И.* Влияние среды отжига на свойства радиационно-легированного кремния // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 645–649.
88. *Hansen W. L.* High-Purity Germanium Crystal Growing // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 94. P. 377–380.
89. *Haller E. E.* Detector Materials: Germanium and Silicon // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1982. V. NS-29. P. 1109–1118.
90. *Llacer J.* Planar and Coaxial High-Purity Germanium Radiation Detectors // Nucl. Instr. Meth. 1972. V. 98. P. 259–268.
91. *Вылов Ц., Осипенко Б. П., Сандуковский В. Г., Юрковски Я.* HPGe-детекторы в некоторых экспериментах ядерной физики. Сообщ. ОИЯИ 13-85-677. Дубна, 1985. 7 с.
92. Nuclear Instruments and Systems. Catalog EG&G ORTEC. 1986–1987. 149 p.
93. *Мейер Д., Эриксон Л., Дэвис Д.* Ионное легирование полупроводников. М.: Мир, 1973. 272 с.
94. *Eisberg R., Makino M., Cole R., Waddell C. N., Baker M., Jarmer J. J., Lee D. M., Thompson P.* Design and Performance of an 8-cm Thick Intrinsic Germanium Detector Telescope // Nucl. Instr. Meth. 1977. V. 146. P. 487–495.
95. *Вылов Ц., Осипенко Б. П., Чумин В. М.* Прецизионная спектрометрия излучений радиоактивных нуклидов с помощью полупроводниковых детекторов // ЭЧАЯ. 1978. Т. 9. С. 1350–1459.
96. *Goulding F. S.* Semiconductor Detectors for Nuclear Spectrometry // Nucl. Instr. Meth. 1966. V. 43. P. 1–54.
97. *Elad E., Inskip C. N., Sareen R. A., Nestor P.* Dead Layers in Charged-Particle Detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1973. V. NS-20. P. 534–544.
98. *Селютин В. П., Кридинер Л. С., Гаценко Л. С.* Измерение толщины чувствительной области кремниевых детекторов // ПТЭ. 1972. № 6. С. 54–56.
99. *Protić D., Riepe G.* Dead Layers on Semiconductor Detectors for Charged Particle Spectroscopy // Nucl. Instr. Meth. 1972. V. 101. P. 55–60.
100. *Musket R. G., Bauer W.* Determination of Gold Layer and Dead Layer Thickness for Si-Li Detectors // Nucl. Instr. Meth. 1973. V. 109. P. 593–595.



101. Азимов С. А., Муминов Р. А., Байзаков Б. Б., Карпов В. Д., Раджапов С. А., Хасанов Д. К., Яфасов А. Я. Полупроводниковые детекторы бета-излучения большой площади // АЭ. 1986. Т. 60. С. 144–146.
102. Hatch K. On the Design of Filters for Pulse-Height and Time Analysis // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1968. V. NS-15. P. 303–314.
103. Балдин С. А., Вартанов Н. А., Ерыхайлов Ю. В., Иоаннесянц Л. М., Матвеев В. В., Сельдяков Ю. П. Прикладная спектрометрия с полупроводниковыми детекторами. М.: Атомиздат, 1974. 176 с.
104. Goulding F. S., Landis D. A. Signal Processing for Semiconductor Detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1982. V. NS-29. P. 1125–1141.
105. Гайсак И. И., Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Лукин А. С., Морохов П. В., Оганесян К. О., Осипенко Б. П., Пасюк Е. А., Печкуров В. А., Розов Б. С., Савельев В. И., Хомутов А. А. Автоматизированная электронная система многослойного полупроводникового спектрометра // ПТЭ. 1983. № 5. С. 19–23.
106. Амелин А. И., Бер М. Н., Бесфамильнов С. В., Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Журин А. А., Ильин А. Л., Коптев В. П., Лапушкин С. В., Морохов П. В., Печкуров В. А., Рыскин М. Г., Савельев В. И. Исследование реакции  $p + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{He} + X$  при энергии протонов 1 ГэВ. Препринт ЛИЯФ № 1748. Л., 1991. 19 с.
107. Волченков В. А., Гордеев В. А., Елисеев В. А., Иванов Е. М., Коптев В. П., Микиртычянюц С. М., Рябов Г. А., Щербаков Г. В. Пи-мезонный канал малых энергий на синхроциклотроне ЛИЯФ (канал  $\pi^-$ ). Препринт ЛИЯФ № 612. Л., 1980. 27 с.
108. Wilcox K. H., Weisenmiller R. B., Wozniak G. J., Jelley N. A., Ashery D., Cerny J. The ( ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^8\text{B}$ ) Reaction and the Unbound Nuclide  ${}^{10}\text{Li}$  // Phys. Lett. B. 1975. V. 59. P. 141–142.
109. Gillibert A., Bianchi L., Cunsolo A., Fernandez B., Foti A., Gastebois J., Gregoire Ch., Mittag W., Peghaire A., Schutz Y., Stephan C. Mass Measurement of Light Neutron-Rich Fragmentation Products // Phys. Lett. B. 1986. V. 176. P. 317–321.
110. Barker F. C., Hickey G. T. Ground-State Configurations of  ${}^{10}\text{Li}$  and  ${}^{11}\text{Li}$  // J. Phys. G. 1977. V. 3. P. L23–L32.
111. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Еришов А. В., Лазарев Л. М. Анализ аномалий в функции возбуждения реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$  // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 499–505.
112. Tilley D. R., Kelley K. H., Godwin J. L., Millener D. J., Purcell J. F., Sheu C. G., Weller H. R. Energy Levels of Light Nuclei  $A = 8, 9, 10$  // Nucl. Phys. A. 2004. V. 745. P. 105.
113. Sennhauser U., Felawka L., Kozłowski T., Walter H. K., Schlepuezt F. W., Engfer R., Hermes E. A., Heusi P., Isaak H. P., Pruys H. S., Zglinski A., Hesselink W. H. A. Observation of Particle Unstable  ${}^4\text{H}$  in Pion Absorption in  ${}^7\text{Li}$  // Phys. Lett. B. 1981. V. 103. P. 409–412.
114. Franke R., Kochskämper K., Steinheuer B., Wingender K., Von Witsch W., Machner H. Search for Highly Excited States in Light Nuclei with Three-Body Reaction // Nucl. Phys. A. 1985. V. 433. P. 351–368.

115. *Ajzenberg-Selove F.* Energy Levels of Light Nuclei  $A = 5-10$  // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1-225.
116. *Горбатов А. М., Бурсак А. В., Калинин А. М., Колганова Е. А., Комаров П. В., Крылов Ю. И., Никушов П. В., Пенионжkevич Ю. Э., Скопич В. Л.* Микроскопический расчет системы  ${}^4\text{H}$  с реалистическим  $NN$ -взаимодействием. Препринт ОИЯИ Р4-87-752. Дубна, 1987. 22 с.
117. Low-Energy Pion Channel (LEP). LAMPF Users Handbook. Sec. 6A. 1990. 167 p.
118. *Santi P., Kolata J. J., Guimaraes V., Peterson D., White-Stevens R., Rischette E., Bazin D., Sherrill B. M., Navin A., De Young P. A., Jolivet P. L., Peaslee G. F., Gurray R. T.* Structure of the  ${}^{10}\text{Li}$  Nucleus Investigated via the  ${}^9\text{Li}(d, p){}^{10}\text{Li}$  Reaction // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 024606.
119. *Jeppesen H. B., Moro A. M., Bergmann U. C., Borge M. J. G., Cederkäll J., Fraile L. M., Fynbo H. O. U., Gómez-Camacho J., Johansson H. T., Meister M., Nilsson T., Riisager K., Turrión M., Wenander F.* Study of  ${}^{10}\text{Li}$  via the  ${}^9\text{Li}({}^2\text{H}, p)$  Reaction at REX-ISOLDE // Phys. Lett. B. 2006. V. 642. P. 449-454.
120. *Simon H., Meister M., Aumann T., Borge M. J. G., Chulkov L. V., Pramanik D. U., Elze Th. W., Emling H., Forssén C., Geissel H., Jonson B., Leifels Y., Tengblad O., Zhukov M. V.* Systematic Investigation of the Drip-Line Nuclei  ${}^{11}\text{Li}$  and  ${}^{14}\text{Be}$  and Their Unbound Subsystems  ${}^{10}\text{Li}$  and  ${}^{13}\text{Be}$  // Nucl. Phys. A. 2007. V. 791. P. 287-302.
121. *Belozyorov A. V., Borcea C., Dlouhy Z., Kalinin A. M., Kalpakchieva R., Nguyen Hoai Chau, Oganessian Yu. Ts., Penionzhkevich Yu. E.* Search for  ${}^4\text{H}$ ,  ${}^5\text{H}$  and  ${}^6\text{H}$  Nuclei in the  ${}^{11}\text{B}$ -Induced Reaction on  ${}^9\text{Be}$  // Nucl. Phys. A. 1986. V. 460. P. 352-360.
122. *Александров Д. В., Никольский Е. Ю., Новацкий Б. Г., Степанов Д. Н., Бурьян В., Крога В., Новак Я.* Новые измерения массы изотопа  ${}^4\text{H}$  в реакциях с радиоактивным пучком  ${}^6\text{He}$  и ионами  ${}^6\text{Li}$  // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. С. 18-22.
123. *Lane A. M., Thomas R. G.* Theory of Nuclear Reactions with Low Energy // Rev. Mod. Phys. 1958. V. 30. P. 201-257.
124. *Meister M., Chulkov L. V., Simon H., Aumann T., Borge M. J. G., Elze Th. W., Emling H., Geissel H., Hellstrom M., Jonson B., Nyman G., Pribora V., Richter A., Tengblad O.* Searching for the  ${}^5\text{H}$  Resonance in the  $t + n + n$  System // Nucl. Phys. A. 2003. V. 723. P. 13-31.
125. *Sidorchuk S. I., Bogdanov D. D., Fomichev A. S., Golovkov M. S., Oganessian Yu. Ts., Rodin A. M., Slepnev R. S., Stepantsov S. V., Ter-Akopian G. M., Wolski R., Korsheninikov A. A., Nikolskii E. Yu., Yukhimchuk A. A., Vinogradov Yu. I.* Experimental Study of  ${}^4\text{H}$  in the Reactions  ${}^2\text{H}(t, p)$  and  ${}^3\text{H}(t, d)$  // Phys. Lett. B. 2004. V. 594. P. 54-60.
126. *Строковский Е. Ф., Гареев Ф. А., Патус Ю. Л.* Дельта-изобарные возбуждения атомных ядер в зарядово-обменных реакциях // ЭЧАЯ. 1993. Т. 24. С. 603-682.
127. *Мухин К. Н., Патаракин О. О.* Дельта-изобара в ядрах (обзор экспериментальных данных) // УФН. 1995. Т. 165. С. 841-886.
128. *Primakoff H., Rosen S. P.* Nuclear Double-Beta Decay and a New Limit on Lepton Nonconservation // Phys. Rev. 1969. V. 184. P. 1925-1933.

129. *Kerman A. K., Kisslinger L. S.* High-Energy Backward Elastic Proton–Deuteron Scattering and Baryon Resonances // *Phys. Rev.* 1969. V. 180. P. 1483–1489.
130. *Green A. M.* Nucleon Resonance in Nuclei // *Rep. Prog. Phys.* 1976. V. 39. P. 1109–1190.
131. *Weber H. J., Arenhovel H.* Isobar Configurations in Nuclei // *Phys. Rep. C.* 1978. V. 36. P. 277–348.
132. *Dymarz R., Khanna F. C.* The  $\Delta$ -Isobars in the Deuteron // *Nucl. Phys. A.* 1990. V. 516. P. 549–565.
133. *Cenni R., Conte F., Lorenzini U.*  $\Delta$  Component in the Nuclear Ground State // *Phys. Rev. C.* 1989. V. 39. P. 1588–1598.
134. *Lipkin H. J., Lee T.-S. H.* Photo and Electroproduction of  $\Delta$  as Test of Deltas in Nuclei // *Phys. Lett. B.* 1987. V. 183. P. 22–26.
135. *Milner R. G., Donnelly T. W.* Measurement of Charged Pion Asymmetries in Scattering of Polarized Electrons from Polarized  $^3\text{He}$  // *Phys. Rev. C.* 1988. V. 37. P. 870–872.
136. *Moinester M. A., Lipkin H. J.*  $\Delta$  Components in the  $^3\text{He}$  Ground State // *Phys. Lett. B.* 1992. V. 277. P. 221–226.
137. *Westfall G. D., Sextro R. G., Poskanzer A. M., Zebelman A. M., Butler G. W., Hyde E. K.* Energy Spectra of Nuclear Fragments Produced by High Energy Protons // *Phys. Rev. C.* 1978. V. 17. P. 1368–1381.
138. *Greiner D. E., Lindstrom P. J., Heckman H. H., Cork B., Bieser F. S.* Momentum Distributions of Isotopes Produced by Fragmentation of Relativistic  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  Projectiles // *Phys. Rev. Lett.* 1975. V. 35. P. 152–155.
139. *Николаев В. С.* Захват и потеря электронов быстрыми ионами в атомных столкновениях // *УФН.* 1965. Т. 84. С. 679–720.
140. *Allison S. K.* Experimental Results on Charge-Changing Collisions of Hydrogen and Helium Atoms and Ions at Kinetic Energies above 0.2 keV // *Rev. Mod. Phys.* 1958. V. 30. P. 1137–1168.
141. *Green R. E. L., Korteling R. G., D'Auria J. M., Jackson K. P., Helmer R. L.* Light Fragment Spectra to Upper Kinematic Limits for 300 MeV Proton Reactions with Be and Ag // *Phys. Rev. C.* 1987. V. 35. P. 1341–1352.
142. *De Laat C. T. A. M., Taal A., Konijn J., David P., Hanscheid H., Risse F., Rosel Ch., Schrieder W., Petitjean C.* A Study of the Strong Interaction Effects on Pionic  $3d$  and  $4f$  Levels in  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{\text{nat}}\text{Re}$ ,  $^{\text{nat}}\text{Pt}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  and  $^{237}\text{Np}$  // *Nucl. Phys. A.* 1991. V. 523. P. 453–487.
143. *Hirenzaki S., Kajino T., Kubo K.-I., Toki H., Tanihata I.* Pionic Atoms of Unstable Nuclei // *Phys. Lett. B.* 1987. V. 194. P. 20–24.
144. *Toki H., Hirenzaki S., Yamazaki T.* Sensitivity of Deeply Bound Pionic Atoms on the Neutron Skin // *Phys. Lett. B.* 1990. V. 249. P. 391–395.
145. *Waas T., Brockmann R., Weise W.* Deeply Bound Pionic States and the Effective Pion Mass in Nuclear Systems // *Phys. Lett. B.* 1997. V. 405. P. 215–218.

146. Yamazaki T., Hayano R. S., Itahashi K., Oyama K., Gillitzer A., Gilg H., Knülle M., Münch M., Kienle P., Schott W., Geissel H., Iwasa N., MützenberG G. Discovery of Deeply Bound  $\pi^-$  States in the  $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})$  Reaction // *Z. Phys. A*. 1996. V. 355. P. 219–224.
147. Gillitzer A., Geissel H., Gilg H., Gillitzer A., Hayano R. S., Hirenzaki S., Itahashia K., Iwasaki M., Kienle P., Münch M., MützenberG G., Suzuki K., Tomono D., Weick H. Observation of Well-Resolved  $1s$  and  $2p$   $\pi^-$  States in Pb by High Resolution ( $d, ^3\text{He}$ ) Spectroscopy // *Nucl. Phys. A*. 2000. V. 663–664. P. 206c–209c.
148. Umemoto Y., Hirenzaki S., Kume K., Toki H. Formation of Deeply Bound  $1s$  Pionic States of Intermediate Mass Nuclei in ( $d, ^3\text{He}$ ) Reactions // *Prog. Theor. Phys.* 2000. V. 103. P. 337–350.
149. Ekström C., Fransén E., Gajewski K., Hallin D., Hemryd B., Herr H., Jahnke P., Janson G., Lidbjörk P., Norman G., Reistad D., Wedberg R., Westerberg L. The CELSIUS Project // *Phys. Scripta*. 1988. V. 22. P. 256–268.
150. Calén H. et al. (CELSIUS-WASA Collab.). Detector Setup for a Storage Ring with an Internal Target // *Nucl. Instr. Meth. A*. 1996. V. 379. P. 57–75.
151. Ajzenberg-Selove F. Energy Levels of Light Nuclei  $A = 13-15$  // *Nucl. Phys. A*. 1976. V. 268. P. 1–204.
152. Косташивили Н. И., Лебедевич Г. Н., Набигвришвили Д. С., Харашивили Г. И. Образование медленных  $\pi$ -мезонов во взаимодействиях частиц высоких энергий с ядрами // *ЯФ*. 1972. Т. 16. С. 983–988.
153. Albanese J. P., Arvieux J., Boschitz E. T., Corfu R., Egger J. P., Gretillat P., Ingram C. H. Q., Lunke C., Pedroni E., Perrin C., Piffaretti J., Pflug L., Schwarz E., Wiedner C., Zichy J. The SIN High Resolution Pion Channel and Spectrometer // *Nucl. Instr. Meth.* 1979. V. 158. P. 363–370.
154. Oram C. J., Warren J. B., Marshall G. M., Doornbos J. Commissioning of New Low Energy  $\pi-\mu$  Channel at TRIUMF // *Nucl. Instr. Meth.* 1981. V. 179. P. 95–103.
155. Bimbot L., Bellini V., Bolore M., Charlot X., Guet C., Hisleur J. M., Jourdain J. C., Kristiansson P., Lanzano G., Million B., Palmeri A., Reidea F., Willis N. Inclusive ( $p, \pi^\pm$ ) Reactions at 201 and 180 MeV // *Nucl. Phys. A*. 1985. V. 440. P. 636–646.
156. Palmeri A., Aiello S., Badala A., Barbera R., Pappalardo G. S., Bimbot L., Reide F., Willis N., Oeschler H. Charged Pions from the Isotopes  $^{58,64}\text{Ni}$  by 201 MeV Protons // *Phys. Rev. C*. 1988. V. 40. P. 1081–1084.
157. Машиник С. Г. Роль ядерных механизмов в образовании кинематически запрещенных частиц. Физика атомного ядра // *Материалы 18-й зимней шк. ЛИЯФ*. Л., 1988. 97 с.