

УДК 539.17

КРЕМНИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРНЫЕ КОМПЛЕКСЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ СВЕРХПЛОТНОЙ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ НА УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ NICA

© 2024 г. В. И. Жеребчевский^{1,*}, В. П. Кондратьев¹, В. В. Вечернин¹, Н. А. Мальцев¹, С. Н. Иголкин¹, Г. А. Феофилов¹, В. В. Петров¹, С. Ю. Торилов¹, Н. А. Прокофьев¹, С. Н. Белокурова¹, Е. О. Землин¹, Д. А. Комарова¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

* e-mail: v.zherebchevsky@spbu.ru

Поступила в редакцию 24.11.2023

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Обсуждаются современные вершинные детекторы на основе кремниевых сенсоров: трековые системы ведущих экспериментов на Большом адронном коллайдере, а также вершинные детекторы экспериментов MPD и SPD на коллайдере NICA. Описываются разработки концепций новых детекторных комплексов с использованием тонких кремниевых пиксельных детекторов для прецизионной идентификации вершин распадов очарованных адронов. Представлены результаты работ по созданию систем охлаждения ультратонких кремниевых детекторных модулей большой площади и результаты исследований свойств и характеристик кремниевых пиксельных сенсоров на основе технологии КМОП в контексте задач по детектированию редких распадов адронов, содержащих тяжелые кварки.

Ключевые слова: трековые системы, вершинные детекторы, кремниевые пиксельные детекторы, угле-композитные структуры поддержки

DOI: 10.31857/S0367676524080117, **EDN:** OQXMWY

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных задач современной физики высоких энергий является изучение сильно взаимодействующей материи в экстремальных условиях. Сегодняшние и будущие эксперименты дадут ответы на фундаментальные вопросы, связанные со структурой фазовой диаграммы и уравнением состояния ядерной материи при высоких плотностях и температурах. Вычисления в рамках квантовой хромодинамики (КХД) на решетках показывают, что если система адронов достигнет критических значений плотности или температуры, то произойдет фазовый переход в состояние кварк-глюонной плазмы (КГП), в котором кварки и глюоны больше не связаны внутри отдельных адронов [1, 2]. КГП с равным числом частиц и античастиц, аналогичная той, что существовала в ранней Вселенной, изучается в экспериментах по столкновению тяжелых ионов на Большом адронном коллайдере (БАК) на установке ALICE в ЦЕРН [3]. При анализе измеренных выходов частиц на основе статистических моделей адронизации была определена температура вымораживания КГП, равная 156 МэВ при почти нулевом барионном химическом потенциале. В эксперименте

STAR на ускорителе релятивистских тяжелых ионов RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) в BNL была запущена программа экспериментальных исследований фазовой диаграммы КХД с целью поиска фазового перехода первого порядка от адронной материи к КГП и его критической конечной точки [4, 5]. Стратегия поиска состоит в том, чтобы установить энергию столкновения, при которой исчезают сигналы КГП, наблюдаемые при самых высоких энергиях RHIC. Измерения коллективного анизотропного потока частиц в релятивистских столкновениях тяжелых ионов на RHIC и БАК дали убедительные доказательства образования КГП, обладающей низкой удельной вязкостью [6]. Свойства фазового перехода между КГП и адронным газом изучают также в эксперименте на фиксированной мишени NA61/SHINE на ускорителе SPS в ЦЕРН, сканируя фазовую диаграмму сильно взаимодействующей материи по энергии и типу сталкивающихся ядер [7].

За последние годы наряду с изучением высокотемпературной КГП возрос интерес к сверхплотной ядерной материи, которая существует в ядрах нейтронных звезд и образуется в открытых недавно процессах слияния нейтронных звезд. В лабораторных

условиях сверхплотная ядерная материя может быть получена в столкновениях тяжелых ионов при более низких энергиях. Согласно теоретическим оценкам, максимальная барионная плотность достигается в области энергий $\sqrt{S_{NN}} \sim 5\text{--}15$ ГэВ. Это привело к созданию новых экспериментальных программ на уже существующих установках и к строительству ускорительных комплексов NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) в ОИЯИ и SIS100/300 в GSI (Германия), которые будут ускорять тяжелые ионы в диапазоне энергий $\sqrt{S_{NN}} = 4\text{--}11$ ГэВ и $\sqrt{S_{NN}} = 2.7\text{--}10$ ГэВ, соответственно. Следует отметить, что при работе коллайдера NICA на максимуме светимости $L = 10^{27} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ при энергиях $\sqrt{S_{NN}}$ около 11 ГэВ скорость реакции для Au+Au столкновений составит 6 кГц [8, 9], что превышает доступные скорости в экспериментах STAR/RHIC и NA61/SPS примерно на два порядка в этом диапазоне энергий. Кроме того, получение на коллайдере NICA пучков поляризованных протонов и дейтронов с энергиями $\sqrt{S_{NN}}$ до 9.4 ГэВ и 4.5 ГэВ, соответственно и светимостью до $1\cdot 10^{32} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ открывает возможность для исследования спиновой структуры протона и дейтрона и физических явлений, связанных со спиновой физикой [10, 11].

Для изучения плотной барионной материи и спиновой физики на коллайдере NICA в ОИЯИ создаются многоцелевой детектор (MPD) [8, 9] и детектор спиновой физики (SPD) [10, 11]. Предполагается, что в случае образования КГП в ядро-ядерных столкновениях будет наблюдаться повышенный выход частиц, обладающих странностью и очарованием. Поэтому важным фактором для изучения, как экстремальных состояний ядерной материи, так и новой спиновой физики становится надежная регистрация частиц, содержащих тяжелые кварки. В эксперименте такие частицы идентифицируют по каналам их распада на заряженные адроны, регистрируя треки продуктов распада. Это довольно редкие события и для их регистрации в экспериментах на коллайдере NICA необходимы новые трековые комплексы на основе кремниевых материалов, которые активно эксплуатируются сейчас в ведущих мировых ядерно-физических центрах в качестве вершинных детекторов [12–14]. В связи с малым временем жизни очарованных частиц для надежной реконструкции вершины их распада нужны кремниевые детекторы с высоким пространственным разрешением, быстродействием, а также приемлемыми шумовыми и радиационными характеристиками. К числу таких детекторов относятся монолитные активные пиксельные сенсоры (МАПС). В данной работе показаны разработки концепций детекторных комплексов с использованием тонких и ультратонких кремниевых пиксельных детекторов для прецизионной идентификации вершин распадов очарованных адронов. Также представлены результаты работ по созданию систем охлаждения ультратонких кремниевых детекторных модулей большой площади.

СВЕРХПЛОТНАЯ ЯДЕРНАЯ МАТЕРИЯ

Структура фазовой диаграммы ядерной материи в области большого барионного химического потенциала, по существу, неизвестна. Существующие модели предсказывают фазовый переход первого порядка с критической конечной точкой [15]. Следуя концепции кварк-адронной непрерывности, кварковые степени свободы возникают постепенно с увеличением плотности и частичным восстановлением киральной симметрии [16]. Для плотностей ниже удвоенной ядерной плотности $2\rho_0$ взаимодействия происходят посредством обмена мезонами или кварками, и материя может быть описана в терминах взаимодействующих нуклонов. Для плотностей в диапазоне от $2\rho_0$ до $4\text{--}7\rho_0$ доминируют многокварковые обмены и материя постепенно переходит из адронного в кварковое состояние. При плотностях, превышающих $4\text{--}7\rho_0$, нуклоны распадаются на кварки, которые больше не принадлежат к определенным нуклонам.

Фазовые переходы от адронной к кварковой материи происходят также в ядрах массивных нейтронных звезд и при слиянии нейтронных звезд. Расчеты, выполненные в рамках нелокальной модели Намбу–Йона–Ласинио, показывают, что в ядре нейтронной звезды с плотностью около $5\rho_0$ сосуществуют адронная и кварковая фазы [17]. При плотности выше $8\rho_0$ теория предсказывает существование чистой кварковой материи. Ожидается также, что плотность до $4\rho_0$ будет достигнута при слиянии нейтронных звезд. Расчет на основе модели среднего кирального поля [18] для нейтронных звезд с общей массой 2.8 солнечных масс предсказывает фазовый переход к чистой кварковой материи при плотности $4\rho_0$ и температуре около 50 МэВ.

Плотность, достижимая в нейтронных звездах и слияниях нейтронных звезд, определяется уравнением состояния (УС) ядерной материи, которое описывает связь между плотностью, давлением, объемом, температурой и энергией. Различные астрофизические эксперименты получают информацию об массе и радиусе нейтронных звезд [19], измеряя рентгеновское излучение, испускаемое горячими точками нейтронной звезды. После того, как масса и радиус нуклонной звезды будут измерены с высокой точностью, УС сверхплотной материи можно получить с помощью уравнения Толмана–Оппенгеймера–Волкова. Астрофизические результаты, подтверждающие существование КГП, могут быть проверены и уточнены в лабораторных экспериментах по столкновению релятивистских ядер, в которых измеряются такие физические характеристики образующегося ядерного файерболла как температура и химические потенциалы, соответствующие сохраняющимся квантовым числам [20]. Этот файербол может состоять из КГП, адронного газа или представлять собой равновесное смешанное состояние адронной и кварк-глюонной фазы ядерной материи

[2]. Исследования, выполненные на ускорителях SPS и RHIC, зарегистрировали основные сигналы КГП, предсказанные теоретическими моделями:

1) усиление выхода странных частиц в ядро-ядерных столкновениях по отношению к нуклон-нуклонным взаимодействиям, обусловленное высокой концентрацией странных кварков в КГП;

2) подавление выхода чармония в ядро-ядерных столкновениях, обусловленное экранированием цветового заряда очарованных кварков в кварк-глюонной среде.

Наряду с этим было предложено изучать новые сигналы КГП. К их числу относятся выходы частиц, содержащих очарованные кварки. Ожидается, что такие частицы будут рождаться на самой ранней стадии ядро-ядерного взаимодействия и, следовательно, дадут возможность исследовать партонные степени свободы ядерной материи. В зависимости от их взаимодействия со средой очарованные кварки адронизируются в D -мезоны или чармоний. Поэтому отношение $R = Y(J/\psi) / Y(D + \bar{D})$ выхода чармония к выходу мезонов с открытым очарованием, измеренное в столкновениях тяжелых ионов при различной энергии, может дать информацию о степенях свободы в возбужденной ядерной среде. Это отношение было оценено в рамках двух различных моделей: динамической модели адронных струн (HSD) [21], которая описывает образование очарованных частиц в адронной среде, и модели статистической адронизации (SHM) [22], в которой очарованные кварки образуются в фазе деконфаймента. HSD предсказывает увеличение отношения R с уменьшением энергии столкновения. Этот эффект обусловлен различными порогами рождения очарованных частиц в нуклон-нуклонных столкновениях: 4.97 ГэВ для J/ψ и 5.61 ГэВ для $D + \bar{D}$. Таким образом, выход J/ψ увеличивается по отношению к выходу $D + \bar{D}$ для энергии столкновения, приближающейся к порогу образования чармония. В расчетах по SHM предполагается, что c -кварки рождаются в фазе деконфаймента, а адроны образуются на стадии вымораживания. Следовательно, нет индивидуальных порогов рождения адронов, и модель SHM предсказывает более или менее энергонезависимое отношение R . Измерение выходов J/ψ и D мезонов в Au+Au столкновениях на коллайдере NICA помогут ответить на вопрос, в каком состоянии ядерной материи они образуются.

Измерение выходов частиц, содержащих c -кварки, осуществляется, как правило, путем регистрации заряженных продуктов их адронных распадов с использованием многокомпонентных трековых детекторных комплексов. Если средние пробеги странных частиц составляют сантиметры, то короткоживущие очарованные частицы проходят до точки их распада всего несколько сотен микрометров. Это значительно усложняет задачу реконструкции вершин их распада и накладывает ограничения на пространственное

разрешение трековых детекторных систем. Ключевая роль в трековой системе отводится вершинным детекторам (ВД), которые устанавливают как можно ближе к точке столкновения ускоренных пучков. Как уже отмечалось, ВД должны иметь высокое пространственное разрешение и быстроедействие, и на современном уровне развития детекторных технологий могут быть построены на основе либо гибридных пиксельных сенсоров, либо на основе монокристаллических пиксельных сенсоров (МАПС).

КРЕМНИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРНЫЕ КОМПЛЕКСЫ В СОВРЕМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Сегодня в экспериментах в области физики высоких энергий и элементарных частиц при создании ВД использование пиксельных детекторов в качестве их основного регистрирующего элемента является наиболее оптимальным решением. Обусловлено это тем, что пиксельные детекторы, обладая высокой гранулярностью (количество сенсоров, являющихся детектирующими элементами), способны регистрировать большое количество заряженных частиц, возникающих в столкновениях пучков на современных ускорителях. Такие детекторы позволяют с достаточным пространственным разрешением определять треки частиц с малыми временами жизни, что дает ключ к изучению редких процессов и распадов. Также пиксельные детекторы новых поколений сохраняют свою работоспособность в условиях длительного воздействия на них интенсивного радиационного излучения. При создании ВД используются как уже хорошо зарекомендовавшие себя гибридные пиксельные сенсоры, так и детекторы на основе МАПС. Гибридные детекторы состоят из сенсорной матрицы (в основном кремниевые материалы), создающей рабочий детекторный объем, и электронной панели (чип). Соединение кремниевого слоя с контактными площадками чипа, на котором реализована вся КМОП-электроника, осуществляется с помощью специальной пайки посредством шариков определенного размера (задается пикселизация). При конструировании гибридных пиксельных детекторов контактные площадки чипа делают таких же размеров, как и реализуемая область электронных компонент пикселя, то есть создается точное соответствие между размером пикселя и размером контактной площадки чипа. Таким образом, очень важной характеристикой для гибридных детекторов является плотность пикселей. К тому же, электронный чип должен быть очень близок (10–20 мкм) к сенсорной панели. В настоящее время гибридные детекторы используются в трековых системах почти всех крупных экспериментов на БАК: это и пиксельный детектор эксперимента ATLAS, содержащий 92 Мп с общей площадью используемого кремния порядка 1.9 м² [23],

и новая трековая система эксперимента СМС, имеющая 124 Мп [24], а также новый вершинный детектор Vertex Locator (VELO) эксперимента LHCb [25]. Аналогичные гибридные технологии использовались и в работавшей с 2008 по 2018 гг. внутренней трековой системе (BTC-1) эксперимента ALICE на БАК. В нем первые два слоя, самые близкие к точке столкновения пучков БАК, были реализованы на основе гибридных пиксельных детекторов (Silicon Pixel Detector System — SPD), включавших в себя 9.8 Мп с радиационной толщиной около $1\% X_0$ на каждый слой [26]. Это являлось рекордом по радиационной прозрачности, если рассматривать все работающие на БАК экспериментальные установки. Все детекторные слои и их сегментация оптимизировались, чтобы получить высокую точность в определении координат первичной вершины трека, а также для эффективно-го нахождения треков в сочетании с идущей следом время-проекционной камерой (ВПК). Работа BTC-1 на БАК показала, что ее способность в определении прицельных параметров треков является достаточной для изучения рождения мезонов, содержащих c -кварки. При этом для регистрации очарованных барионов возможностей BTC-1 было явно недостаточно. Например, барион Λ_c имеет среднюю длину распада всего 60 мкм и, естественно, он не долетит до первого слоя детекторов, при этом для BTC-1 точности определения вторичной вершины при его распаде не будет хватать. По тем же причинам изучение мезонов и барионов, содержащих b -кварки, также выходит за рамки возможностей такого детекторного комплекса [27]. Поэтому для новых экспериментальных исследований в условиях работы БАК при увеличенной почти в 10 раз светимости в 2022—2026 гг. была создана новая внутренняя трековая система (BTC-2) эксперимента ALICE на основе МАПС с использованием КМОП (180 нм) технологий [12, 13]. Сегодня КМОП сенсоры применяются во многих устройствах, например, в цифровых камерах смартфонов [27]. В экспериментах по физике высоких энергий и элементарных частиц использовать сенсоры МАПС было предложено более 30 лет назад. В таких детекторах считывающая электроника и сенсорная панель производятся в одном технологическом процессе, на одном кристалле кремния. Это дает преимущество по сравнению с гибридными детекторами, так как исчезает необходимость использования специальных технологий для соединения электронного чипа и сенсорной матрицы (в гибридных технологиях соединение этих двух частей — довольно трудоемкая задача из-за высокой плотности пикселей), уменьшается емкость каждого пикселя, за счет чего получается детектор с очень низким уровнем шума. Технология МАПС является более надежной и менее дорогой, и впервые она была полностью реализована в трековой системе — Heavy Flavour Tracker [28] установки STAR на коллайдере RHIC. В качестве пиксельных детекторов использовались МАПС, изготовленные по технологии 350 нм. Всего в установке было 365 Мп

[28, 29] сенсоров. Однако указанные МАПС по ряду параметров не подходят для новых вершинных детекторов как на БАК, так и на коллайдере NICA. Это связано с тем, что в столкновениях пучков тяжелых ионов с высокой интенсивностью взаимодействия эти детекторы неприменимы из-за достаточно большого времени считывания информации с пикселей ($320 \text{ Мбит} \cdot \text{с}^{-1}$), большого времени интегрирования сигнала (190 мкс) и значительного энерговыделения (до $150 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$). Эти ограничения преодолеваются, если использовать технологию 180 нм.

В новой BTC-2 эксперимента ALICE в настоящее время работают МАПС с размерами транзисторных компонент 180 нм и оксидной толщиной затвора менее 4 нм, что дает преимущества в контексте радиационной стойкости детекторных комплексов [13]. МАПС состоит из эпитаксиального слоя с высоким удельным сопротивлением ($\sim 1 \text{ кОм} \cdot \text{см}$), выращенного на подложке с низким удельным сопротивлением (толщина может варьироваться от 14 до 65 мкм), матрицы собирающих диодов (пикселей) и КМОП front-end электроники с толщиной металлизации порядка 11 мкм. Эпитаксиальный слой является активным объемом детектора с толщиной 25 мкм. Диод, собирающий заряд, реализован как переход между эпитаксиальным слоем и карманом n -типа (n -well). Размер обедненной носителями заряда зоны можно изменять, подавая напряжение смещения V_{RST} . Чтобы дополнительно увеличить ширину обедненной зоны, можно еще подать напряжение обратного смещения V_{BB} на подложку детектора. Сбор зарядов осуществляется как путем дрейфа (в обедненной зоне), так и диффузии (в остальном объеме). Поэтому заряд от одной частицы (даже для треков, перпендикулярных плоскости пиксельной матрицы) может собираться на нескольких соседних диодах (пикселях), образующих так называемый кластер. Процентное соотношение сбора заряда за счет дрейфа и диффузии определяется размером обедненной зоны, так что V_{BB} также может влиять на размеры кластера. Таким образом, включение в схему питания сенсора напряжения обратного смещения V_{BB} , подаваемого на подложку, позволяет в значительной степени увеличить обедненную зону вокруг собирающего заряд диода и понизить входную емкость пикселя, что приводит к более эффективному сбору заряда и уменьшению шумов. Для повышения эффективности работы детектора в области front-end электроники располагается глубокий карман p -типа (p -well). Уже над ним размещаются элементы электронных схем детектора, реализованных с использованием PMOS структур с карманом типа n -well (зазор между карманами n -well и p -well типа составляет 3 мкм). В итоге карман p -типа экранирует электронику пикселя, не допуская сбора электронов на n -well и тем самым появления дополнительных шумов [30, 31]. Схематически основные компоненты МАПС представлены на рис. 1.

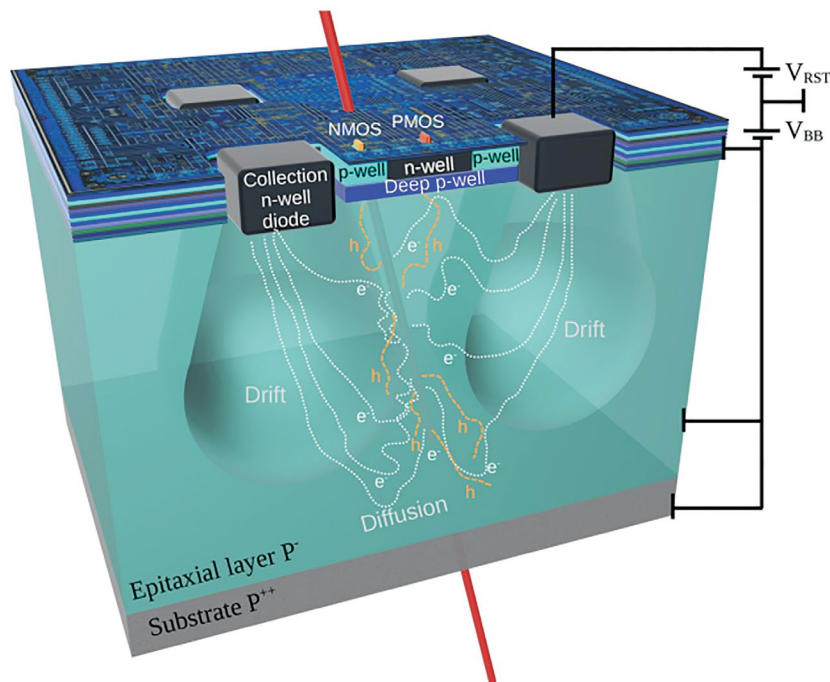


Рис. 1. Структура монолитного активного пиксельного сенсора.

Каждый пиксель детектора содержит усилитель и формирователь сигнала, а также буфер памяти. Размер пикселя составляет 28×28 мкм, а размер пиксельной матрицы (пиксельный чип) — 15×30 мм. Матрица состоит из 512×1024 пикселей, аналоговая и цифровая электроника размещаются на периферии детектора. Порог срабатывания пикселя по заряду определяется пороговым током и пороговым напряжением. Пороговый ток контролирует форму импульса, а пороговое напряжение устанавливает базовую линию импульса. Эффективный порог срабатывания пикселя увеличивается при увеличении порогового тока и уменьшается при повышении порогового напряжения [32]. Усиленный сигнал, возникший при прохождении частицы, преобразуется в пиксельном дискриминаторе и далее считывается с помощью схемы Priority Encoder (PE), реализованной по принципу AERD — Address-Encoder Reset Decoder [33]. По сравнению с архитектурой считывания пиксельных матриц — Roller Shutter, используемой, например, в сенсорах MISTRAL или MIMOSA (данные сенсоры применялись в вершинном детекторе Small Acceptance Vertex Detector — SAVD эксперимента NA61/SHINE [34]), такая система считывания позволяет значительно уменьшить потребляемую мощность и время интегрирования сигнала. Учитывая перечисленные преимущества МАПС сейчас в SAVD эксперимента NA61/SHINE используются именно эти детекторы [34].

Таким образом, использование детекторов МАПС с КМОП 180 нм в детекторе BTC-2 позволило сократить в 7 раз количество кремниевого материала на слой по сравнению с BTC-1 и тем самым увеличить

радиационную прозрачность всей трековой системы. Тщательная оптимизация основных параметров интерфейсов аналоговой электроники и архитектуры считывания позволило в 2 раза уменьшить тепловую мощность системы. С другой стороны, применение МАПС дало возможность работы в высоких радиационных полях до 500 Мрад по общей поглощенной ионизационной дозе (TID) и до 10^{13} л МэВ н по дозам связанным с NIEL (Non Ionizing Energy Losses). Работы в направлении повышения радиационной стойкости МАПС продолжают в рамках эксперимента ALICE. Было предложено дополнительно увеличивать размеры планарного p - n перехода в эпитаксиальном слое за счет использования низколегированного глубокого кармана n -типа, то есть сделать его глубже карманов, содержащих элементы КМОП. Таким образом, повысится эффективность и понизится время сбора заряда и в разы увеличится радиационная стойкость такого детектора [13, 35].

Дальнейшее развитие технологий производства КМОП сенсоров способствовало тому, что благодаря технологии «сшивки» отдельных пиксельных чипов появилась возможность создавать детекторы МАПС на одной кремниевой пластине размерами до 300 мм (технология КМОП 65 нм) [36]. Дополнительно уменьшая толщину МАПС до 20–40 мкм (радиационная толщина 0.02–0.04 % X_0), можно создать изогнутые кремниевые детекторы (цилиндрической формы) большой площади, значительно повысив радиационную прозрачность всего вершинного детектора и сведя количество вещества первых детекторных слоев к минимуму — 0.1 % X_0 [13, 37, 38]. В настоящий момент идут разработки нового

вершинного детектора эксперимента ALICE — ВТС-3, на основе изогнутых МАПС толщиной 40 мкм [39], которые придут на смену первым трем внутренним слоям ВТС-2. Расположение первого слоя еще ближе к точке столкновения пучков БАК (на расстоянии 18 мм) и уменьшение соответствующего количества вещества, входящего в ВТС-3, почти в 6 раз приведут к значительному улучшению идентификации треков в области малых поперечных импульсов. Это позволит достаточно хорошо изучить процессы, в которых участвуют мезоны и барионы, содержащие тяжелые кварки: Λ_c , D_s , B_s^0 , D_s^+ , Λ_b , Ξ_c , а также такие экзотические ядерные конфигурации, как “с-дейтрон”, $d\Lambda_c$, рождение анти- ^3He и анти- Λ_b^0 [30]. Большое будущее у МАПС видится в их применении в вершинных детекторах, которые составят основу трековых систем детекторных комплексов на проектируемых коллайдерах нового поколения, таких как Future Circular Collider [40] и Muon Collider [41] в ЦЕРН, а также на Electron-Ion Collider в Brookhaven National Laboratory [42].

Принимая во внимание основные параметры создаваемого в России нового ускорительного комплекса класса мега-сайнс NICA при построении трековой системы многоцелевого детектора MPD и детектора спиновой физики SPD, можно воспользоваться уже существующими решениями на основе пиксельных детекторов, которые были реализованы и планируются к реализации в рамках проекта модернизации внутренней трековой системы эксперимента ALICE.

ВЕРШИННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ ПИКСЕЛЬНЫХ СЕНСОРОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

Как было отмечено, в ядро-ядерных столкновениях при энергиях коллайдера NICA возникают состояния ядерной материи с высокой барионной плотностью, о свойствах которой можно узнать, изучая выходы частиц, содержащих тяжелые кварки [8]. Поэтому актуальной становится разработка оптимальных конструкций вершинных детекторов, предназначенных для регистрации таких частиц. Для трековой системы эксперимента MPD, состоящей на сегодняшний день только из ВПК, была предложена концепция вершинного детектора VD5-40 [43] с полностью проработанной геометрической моделью, состоящей из пяти цилиндрических слоев детекторов МАПС толщиной 50 мкм [44]. В этой концепции для двух внешних детекторных слоев планировалось применить технологии эксперимента ALICE, реализованные для внешних слоев ВТС-2. Это массивы детекторов МАПС, объединенные в линейки длиной 1526 мм и смонтированные на сверхлегких углекомпозитных структурах поддержки и охлаждения [45]. Для трех внутренних слоев, ближайших к ионопроводу и точке столкновения пучков коллайдера NICA, планировалось использовать аналогичные

детекторные линейки, но длиной 750 мм. Идентификационная способность предложенной модели вершинного детектора MPD была исследована в работе [46], где было показано, что при реконструкции распадов D^+ - и D^0 -мезонов возможно выделение сигналов этих частиц в спектре по инвариантной массе продуктов их распада с эффективностью порядка 1 %. Однако проведенный дополнительный анализ идентификационной способности всей трековой системы VD5-40 + ВПК показал, что образовавшийся довольно большой зазор между двумя внешними и тремя внутренними слоями VD5-40 ухудшает точность реконструкции треков продуктов распада короткоживущих мезонов и барионов, содержащих с-кварки [47]. Дело в том, что алгоритм поиска треков основан на выборе координат центра тяжести кластера сработавших пикселей в начальном слое детекторов с последующим присоединением соответствующих координат кластеров в следующих слоях. Большое расстояние между слоями приводит к большой дисперсии при оценке параметров трека в результате его экстраполяции к кластеру в следующем слое. Поэтому было принято решение добавить в этот зазор еще один внешний детекторный слой. В текущей конфигурации, три внутренних слоя будут содержать 12, 22 и 32 линейки с детекторами МАПС, а три внешних слоя будут содержать 12, 18, 24 детекторные линейки. Предложенная концепция показана на рис. 2.

Следует отметить, что выделение сигналов D_s^+ мезонов в спектре по инвариантной массе продуктов их распада по сравнению с D^+ мезонами является более сложной задачей по ряду причин. Во-первых, длина их распада в 2 раза короче (150 мкм); во-вторых, максимальная вероятность распада по адронному каналу $D_s^+ \rightarrow \pi^+ + K^+ + K^-$ в 2 раза меньше; в-третьих, в канале их распада присутствуют 2 каона, эффективность реконструкции треков которых ниже, чем для пионов. Реконструкция распадов очарованных барионов Λ_c представляет собой еще больший вызов, так как длина их распада составляет всего 60 мкм. В связи с этим для реконструкции распадов D_s^+ и Λ_c будет предложена концепция нового вершинного детектора на основе ультратонких (20–40 мкм) слоев МАПС большой площади, сверхлегких углекомпозитных конструкций с заменой системы жидкостного охлаждения на систему охлаждения холодными газами при их минимальной скорости, минимальном расходе и снятии тепловой мощности с кремниевых структур и сопутствующей электроники. Для исследования идентификационной способности такого детектора была рассмотрена его модель, в которой, внутренние слои состоят из тонких (40 мкм) МАПС нового поколения большой площади [48], а внешние слои построены из пиксельных сенсоров (50 мкм), используемых в настоящее время в экспериментах физики высоких энергий. Было показано, что использование указанного вершинного детектора дает возможность реконструировать распады D^+ -мезонов,

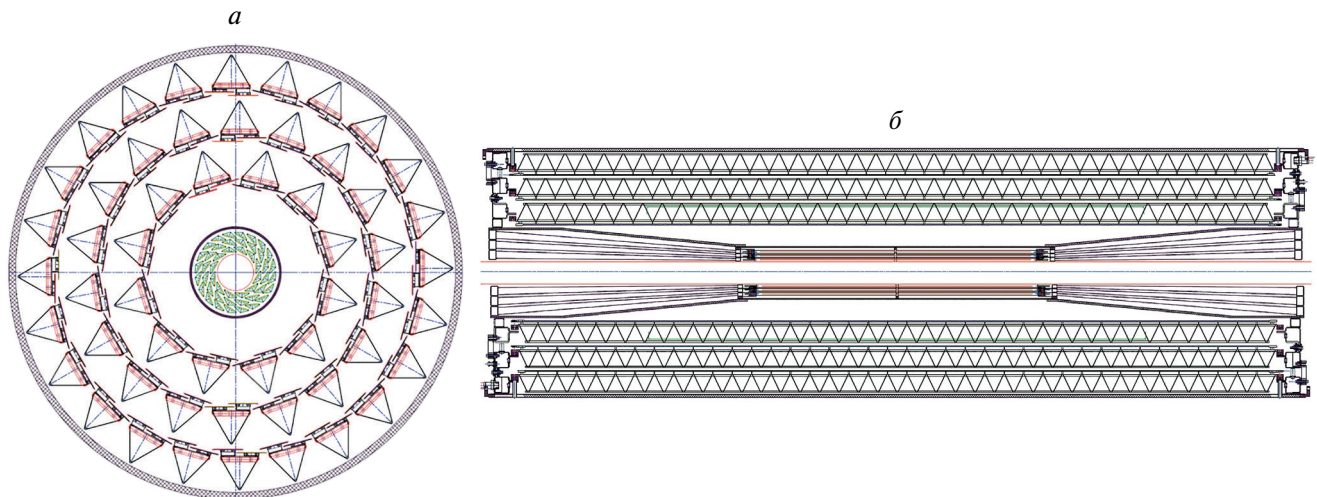


Рис. 2. Модифицированная концепция вершинного детектора эксперимента MPD: геометрическая модель вершинного детектора (поперечный разрез) (а), продольный разрез вершинного детектора (б).

образующихся в столкновениях Au-Au на коллайдере NICA, с эффективностью 1.25 % [49].

Еще одной из фундаментальных задач экспериментальных исследований в экспериментах MPD и SPD является изучение нового физического явления — образования внутри ядер кластеров холодной и плотной кварк-глюонной материи с высокой барионной плотностью (флуктонов). Наблюдаемым проявлением существования таких кластеров в ядрах служит образование частиц в областях, кинематически запрещенных для реакций со свободными нуклонами, которое обычно называют кумулятивным рождением. Важно подчеркнуть, что исследование этих процессов возможно только при больших светимостях и умеренных начальных энергиях сталкивающихся ядер коллайдера NICA и не доступно для экспериментального изучения при энергиях коллайдеров RHIC и LHC. С целью изучения экспериментальной возможности наблюдения этого явления были выполнены предварительные оценки выходов пионов и протонов в новой кумулятивной области центральных быстрот и больших поперечных импульсов, доступной для изучения на установках MPD и SPD коллайдера NICA. Для этого разработанный ранее [50, 51] теоретический подход был обобщен на эту новую область. С его помощью были проведены оценки выходов кумулятивных частиц ($x > 1.6$) за счет флуктон-нуклонных столкновений в быстротном акцептансе $0.5 < |y| < 1$ за один час работы коллайдера NICA для случая Au + Au столкновений. Эти оценки дали 13 пионов и 80 протонов при начальной энергии при $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ, и, соответственно, 200 пионов и 5 протонов при начальной энергии 8 ГэВ. В этих оценках было учтено, что планируемая светимость при энергии 8 ГэВ на 2 порядка выше, чем при 4 ГэВ. Увеличение выходов пионов по сравнению с протонами с ростом начальной энергии

объясняется разным механизмом их образования [50, 51], приводящим к разной зависимости их выходов от поперечного импульса, который растет при увеличении начальной энергии.

Предполагается, что полученные зависимости будут изучены в экспериментах на коллайдере NICA с использованием как уже имеющихся детекторов МАПС, так и новых ультратонких МАПС большой площади. Важно, что для надежной регистрации очень редких событий рождения частиц в кумулятивной области и надежного отделения их треков от разного рода ложных фоновых треков, необходимо иметь сигнал одновременно с нескольких типов детекторов, используемых в эксперименте. В этом плане особенно важна информация с вершинного детектора, позволяющая надежно подтвердить образование трека кумулятивной частицы из вершины первичного взаимодействия, и таким образом выделить ее из фоновых событий.

Для изучения физических явлений в экспериментах на коллайдере NICA важной составляющей в процессе идентификации треков частиц и определении вершин распадов является выбор координат центров тяжести кластеров сработавших пикселей. Поэтому важнейшей задачей при выборе пиксельных сенсоров для создания вершинных детекторов становится исследование процессов сбора заряда на пикселях и формирования кластеров. Экспериментально такая задача решается путем изучения кластерной множественности срабатывания пикселей детекторов МАПС при их облучении различными источниками ионизирующих излучений. Для этого пиксельная матрица детекторов МАПС облучалась источниками альфа-частиц (^{228}Th , ^{232}U , ^{233}U , ^{239}Pu , ^{252}Cf), бета-частиц (^{90}Sr , ^{14}C , ^{204}Tl , ^{63}Ni), гамма-квантов (^{55}Fe , ^{54}Mn , ^{241}Am , ^{207}Bi , ^{133}Ba), источниками со смешанным гамма и бета излучением (^{152}Eu ,

^{60}Co , ^{137}Cs , ^{134}Cs , ^{22}Na , ^{44}Ti) и источником осколков деления (^{252}Cf). Была реализована методика кластерного анализа, которая заключалась в поиске групп пикселей, непосредственно прилегающих друг к другу, и соответствующих характеристик кластеров: центра масс, множественности, неопределенностей координат центра масс. Алгоритм поиска кластеров представляет собой упрощенную реализацию метода DBSCAN (Density-based spatial clustering of applications with noise). Этот алгоритм реализован следующим образом: выбирается произвольный пиксель из анализируемых данных. Такой пиксель рассматривается как исходный (номер 1) для формирования кластера, приписывается к этому кластеру, отмечается как обработанный и в дальнейшем игнорируется. Вычисляется расстояние между пикселем номер 1 и всеми остальными пикселями. Те пиксели, которые удовлетворяют условию $R(1, j) = 1$, где j — все пиксели кроме 1-го, добавляются в очередь на обработку. Обработка происходит последовательно слева-направо

и сверху вниз. Далее происходит переход к следующему пикселю в очереди на обработку. От этого пикселя ищутся и ставятся в очередь на обработку пиксели удовлетворяющие условию $R(2, j) = 1$, где j — все пиксели кроме 2-го и 1-го (поскольку он уже обработан на предыдущем шаге). Далее алгоритм последовательно проходит все пиксели (поставленные в очередь), и добавляет новые, исключая уже обработанные. В случае если в событии имеется несколько кластеров, то алгоритм переходит к следующему произвольному необработанному пикселю и начинается построение нового кластера по аналогичной схеме с шага 1 и далее. В результате обработки всех событий получаем данные о кластерах и о том, как они распределены по всему периметру пиксельной матрицы. Это позволяет определить характеристики кластеров (множественность кластеров — число пикселей в кластере, положение “центра масс” кластера и т. п.), а также проанализировать форму отдельных кластеров. На рис. 3 показаны типичные

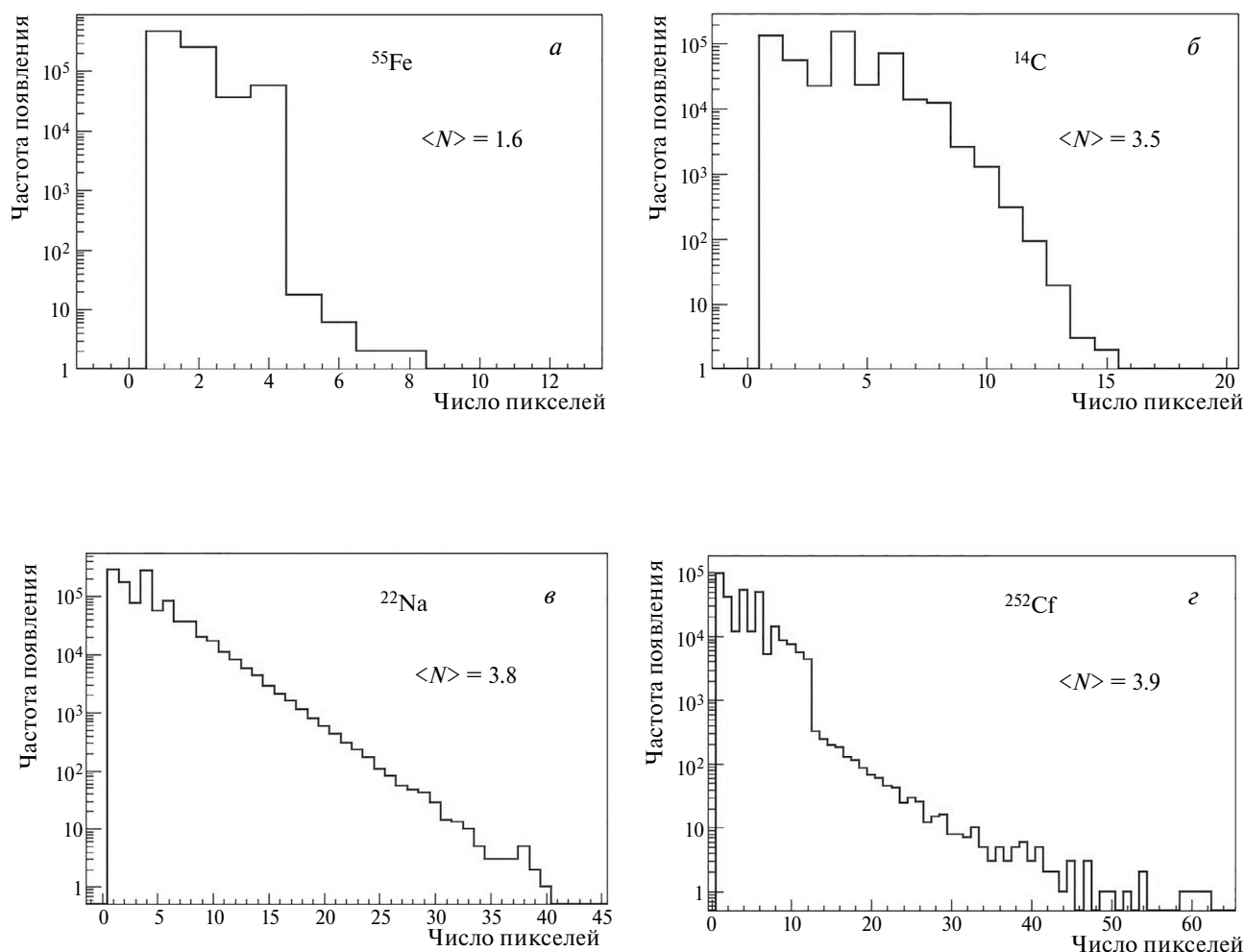


Рис. 3. Частота появления кластеров с определенным количеством пикселей при облучении МАПС источниками: гамма-квантов — ^{55}Fe (а), бета-частиц — ^{14}C (б), источников смешанных гамма и бета излучений — ^{22}Na (в), альфа-частиц и осколков деления — ^{252}Cf (г).

СИСТЕМЫ ПОДДЕРЖКИ И ОХЛАЖДЕНИЯ УЛЬТРАТОНКИХ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРНЫХ МОДУЛЕЙ БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ ДЛЯ ВЕРШИННЫХ ДЕТЕКТОРОВ СЛЕДУЮЩИХ ПОКОЛЕНИЙ

Проведенные расчеты показывают, что для надежной идентификации адронов, содержащих тяжелые кварки, с пробегами менее 100 мкм при малых поперечных импульсах следует выбирать детекторные модули с минимальным количеством кремниевого материала на слой (тем самым увеличивая радиационную прозрачность всей внутренней трековой системы) и размещать эти модули в виде цилиндрических слоев как можно ближе к точке столкновения пучков коллайдера NICA. Дополнительно снизить количество вещества в системах поддержки и охлаждения МАПС можно за счет реберных конструкций, состоящих из сверхлегких углекомпонитных структур (см. рис. 5). На рис. 6 показан каркас, изготовленный из углекомпонитных ребер по технологии, разработанной авторами при создании ферм сверхлегких структур поддержки детекторов на основе МАПС для ВД эксперимента MPD на коллайдере NICA с использованием препрега отечественного производства [45]. На такие каркасы предполагается монтировать согнутые в цилиндрические слои ультратонких (20–40 мкм) кремниевых МАПС большой площади с газовым охлаждением и термоизоляцией от внешних слоев посредством тонкой (10 мкм) металлизированной ПЭТ-фольги. В итоге общий вклад материала на каждый слой будет уменьшен до рекордных 0.084 % X_0 .

При использовании газового охлаждения в контексте механической стабильности всей детекторной системы необходимо избежать колебаний и вибраций изогнутых ультратонких детекторных слоев. Дело в том, что при значительных вибрациях тонкие слои детекторов МАПС, жестко скрепленных с системами поддержки детекторов, могут быть просто разрушены. Поэтому предпринимаются попытки создать системы охлаждения ультратонких МАПС, где в качестве хладагента используются пары азота

при минимальном потоке и минимальных скоростях [52]. Преимущества такой системы заключается еще и в том, что по сравнению с водным охлаждением газ минимизирует количество вещества в системе, причем можно добиться значительного увеличения эффективности восстановления треков и разрешения по импульсу регистрируемых заряженных адронов. Это имеет принципиальное значение для первых слоев детекторов, так как пространственное разрешение при низких поперечных импульсах (и в особенности при энергиях коллайдера NICA) ухудшается из-за многократного кулоновского рассеяния. Также газообразный азот не содержит паров воды, что предотвращает образование конденсата на детекторах и электронике. Система позволяет обеспечить высокую эффективность теплоотвода с МАПС, используя потоки газа с минимальной скоростью [52]. Авторами был разработан экспериментальный стенд, с помощью которого исследовались процессы и механизмы газового охлаждения в рамках задач по построению вершинных детекторов. В качестве имитатора тепловыделения с детекторов использовался полиамидный нагреватель [52]. В дальнейшем был создан новый экспериментальный стенд, где в качестве имитатора тепловыделения с детекторов использовался цилиндрический тонкий слой нитевидного стекла. Размеры данного цилиндра соответствуют параметрам проектируемого третьего слоя ультратонких изогнутых МАПС вершинного детектора эксперимента MPD [49]. Стенд состоит из криогенного модуля, представляющего собой замкнутый теплоизолированный объем, температурных сенсоров T0–T9 с соответствующей системой сбора и обработки, испарительной системы, комплекса электронного управления испарительной системы (см. рис. 7).

Каркас криогенного модуля выполнен из продольных частей углекомпонитных ферм сверхлегких структур поддержки детекторов на основе МАПС [45] с термоизоляцией, которая достигается с использованием нескольких слоев 10 мкм металлизированной ПЭТ фольги (см. рис. 8а, 8б). Внутри криогенного модуля с помощью специальных колец-держателей устанавливается цилиндрический детекторный слой

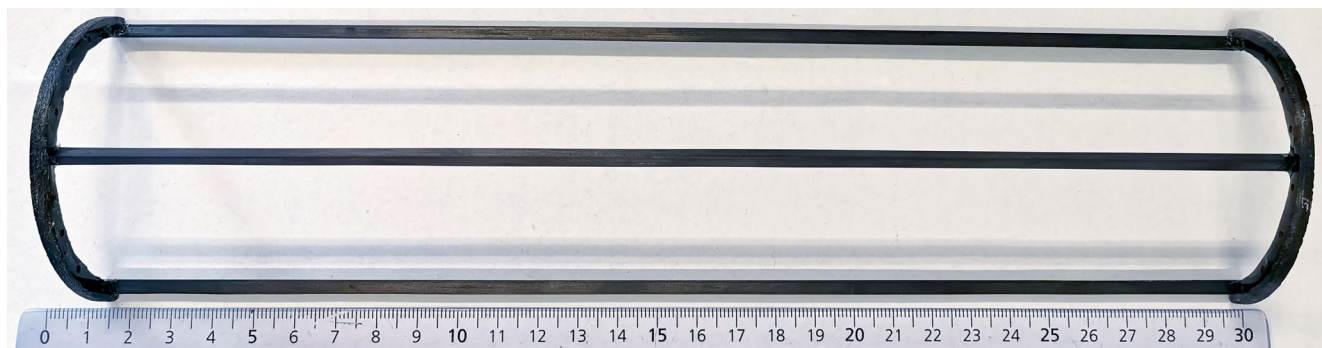


Рис. 6. Углекомпонитный каркас для крепления слоя ультратонких изогнутых МАПС вершинных детекторов.

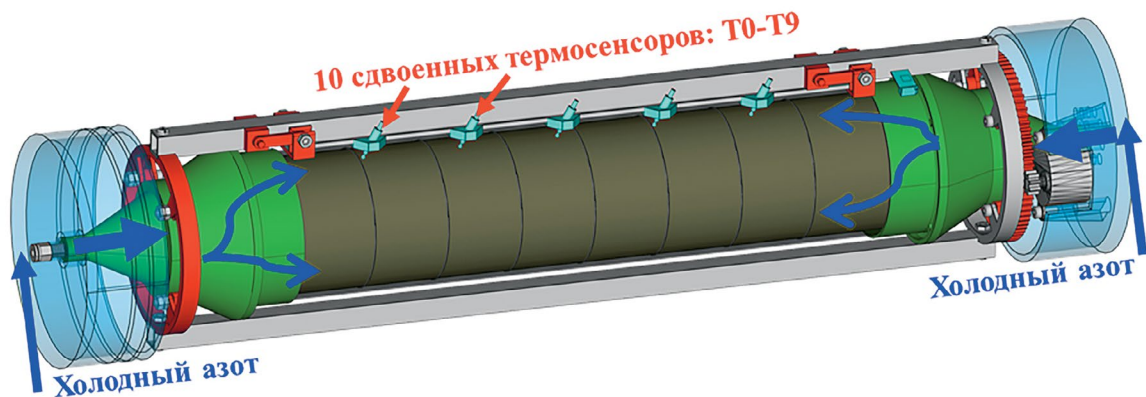


Рис. 7. Схема экспериментальной установки для исследования процессов и механизмов газового охлаждения слоя ультратонких изогнутых МАПС вершинных детекторов. Показана комбинированная схема подачи холодного азота в криогенную камеру.

(нитевидное стекло) по параметрам близкий к кремнию, используемому в МАПС с инкапсулированными внутри нихромовыми нитями. На нихромовые нити подается ток определенной величины, тем самым имитируя тепловую мощность (от 5 до 50 мВт·см⁻²), выделяемую детекторами в ходе их работы.

Температурные сенсоры в количестве 10 датчиков [52] попарно закреплены на верхней поверхности детекторного слоя. В криогенный модуль, в зависимости от условий эксперимента, либо с одной, либо с двух сторон происходит впуск холодного азота через симметрично расположенные патрубки, на концах которых находятся специальные сопла-нагреватели. Таким образом, удалось осуществить равномерное

распределение холодных паров азота внутри криогенного модуля. Для создания и напуска холодной азотной смеси использовалась специальная испарительная система (описание данной системы см. в [52]).

В ходе проведенных экспериментов температура газообразного азота на входе в криогенный модуль устанавливалась и поддерживалась на уровне +15 °С. На рис. 8 представлены температурные зависимости, которые получены с поверхности детекторного слоя. На рис. 9а показано распределение температурного поля на поверхности детекторного слоя без газового охлаждения для подводимой к нему тепловой мощности: 4, 11, 18, 25, 32 мВт·см⁻², а на рис. 9б с охлаждением холодным азотом, подаваемым в криогенную

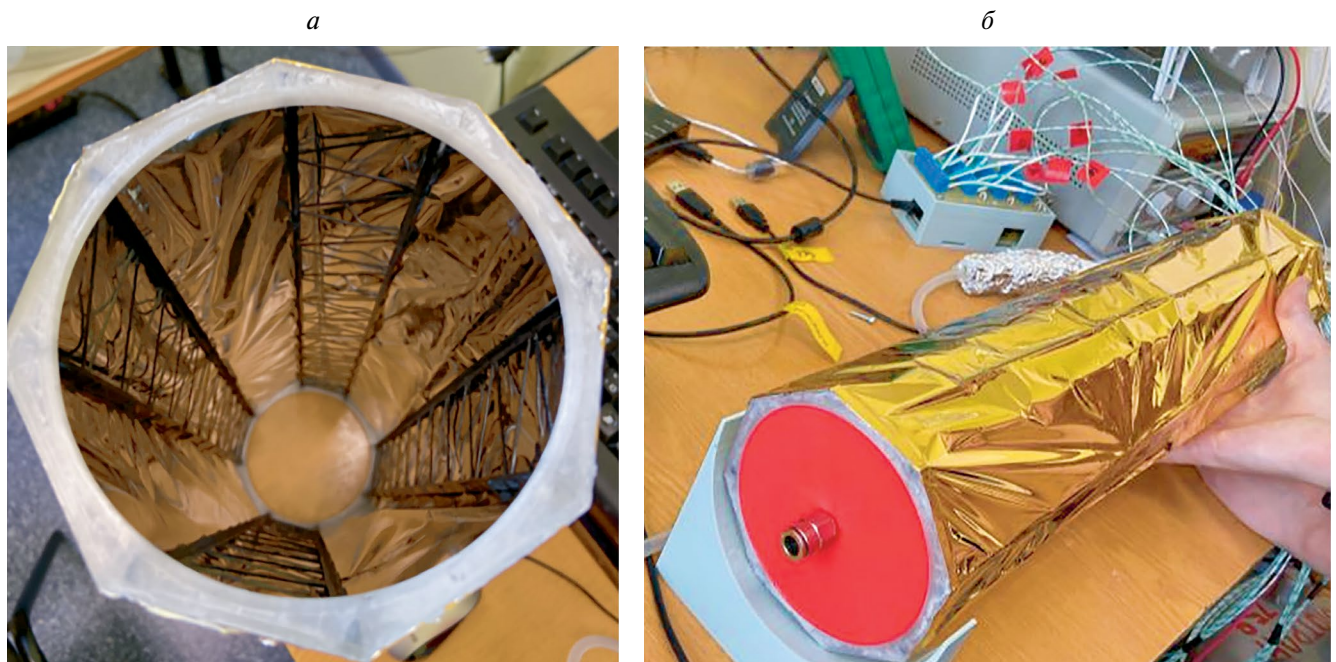


Рис. 8. Общий вид экспериментальной установки для исследования процессов и механизмов газового охлаждения слоя ультратонких изогнутых МАПС вершинных детекторов: вид изнутри (а), продольный вид (б).

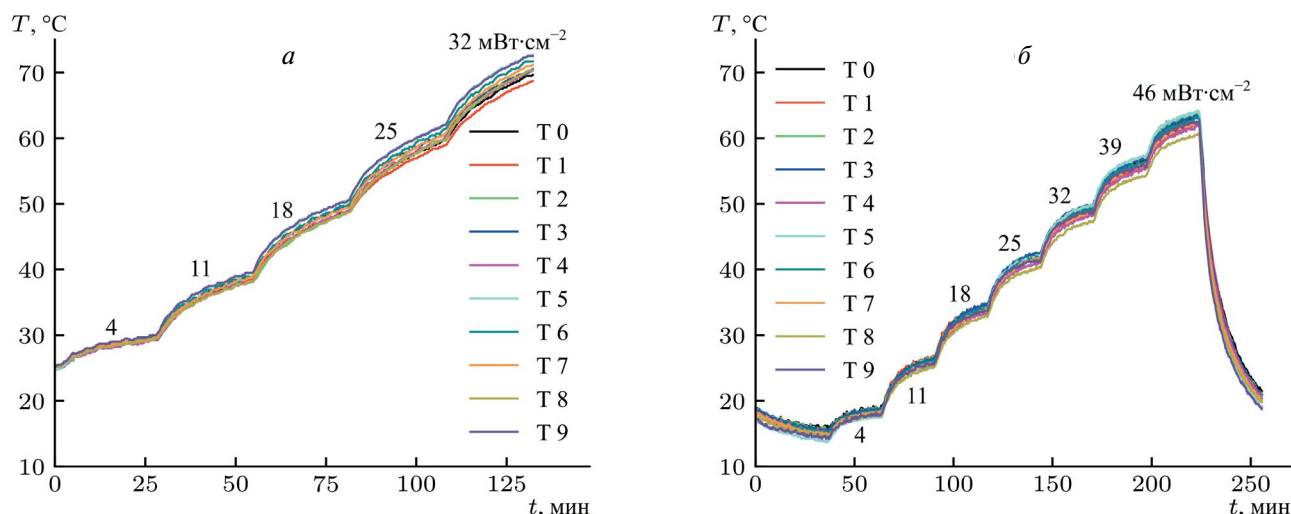


Рис. 9. Температурные зависимости, измеренные с поверхности детекторного слоя: без газового охлаждения (а), с охлаждением холодным азотом, с использованием комбинированной схемы его подачи в криогенную камеру (б).

камеру с двух сторон (комбинированная схема), с тепловой мощностью, подводимой к детекторному слою: 4, 11, 18, 25, 32, 39, 46 $\text{мВт} \cdot \text{см}^{-2}$.

Сравнительный анализ полученных температурных зависимостей показывает, что при тепловой мощности в $25 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$, которая соответствует мощности, выделяемой работающей пиксельной матрицей ультратонких детекторов МАПС [37], температура на поверхности детекторного слоя без охлаждения довольно высокая, около $+60^\circ\text{C}$. При такой температуре детектор утрачивает часть своих функциональных способностей, но еще может продолжать работу. Дальнейшее повышение тепловой мощности без подачи охлаждения всего до $32 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$ приводит к еще большему возрастанию температуры до $+70^\circ\text{C}$. При таких условиях детекторы перестают работать адекватно. С подачей газового охлаждения с двух сторон температура становится около $+40^\circ\text{C}$. Это соответствует оптимальной рабочей температуре пиксельных детекторов такой большой площади. Также удалось получить максимальную тепловую мощность в $46 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$, с температурой $+60^\circ\text{C}$, при которой пиксельные детекторы все еще смогут работать. Также можно отметить равномерное охлаждение всей поверхности детекторного слоя (см. рис. 8б, поскольку показания термосенсоров практически одинаковы для соответствующих тепловых мощностей. Были проведены также исследования, когда поток холодного азота заходил в криогенную камеру только с одного направления (проточная схема). Это привело к тому, что при заданной тепловой мощности в $25 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$, температура на поверхности детектора возросла до $+46^\circ\text{C}$.

В ходе проведенных работ установлено, что система азотного охлаждения способна снимать тепловую мощность с детекторных слоев вплоть до $50 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$,

а при мощности $20 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$ охлаждает их до рабочих температур $+30 - +40^\circ\text{C}$. Такая система может эффективно работать как уже с существующими пиксельными детекторами МАПС, так и с новыми ультратонкими детекторными системами. Следующим шагом станет создание новой экспериментальной установки с включением в нее еще двух цилиндрических тонких слоев нитевидного стекла, причем размеры и геометрия данной детекторной конфигурации будут сконструированы в полном соответствии с концепцией проектируемого вершинного детектора эксперимента MPD.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполнен обзор современных детекторных технологий, используемых при создании вершинных детекторов — ключевых элементов трековых систем мега-установок. Представлены концепции и разработки новых детекторных систем с использованием тонких и ультратонких кремниевых пиксельных детекторов для прецизионной идентификации вершин распадов очарованных адронов в экспериментах MPD и SPD на коллайдере NICA. Также представлены результаты работ по созданию новых сверхлегких структур поддержки (на основе отечественных углекомпонитных материалов) и охлаждения для слоев ультратонких изогнутых МАПС вершинных детекторов. Приводятся результаты исследований по регистрации заряженных частиц кремниевыми пиксельными сенсорами на основе технологии КМОП в контексте задач по детектированию редких распадов адронов, содержащих тяжелые кварки. Предложено технологическое решение, заключающееся в замене системы жидкостного охлаждения детекторов на систему охлаждения холодными газами при их минимальной скорости, минимальном

расходе и максимальном снятии тепловой мощности с кремниевых структур и сопутствующей электроники. Обеспечение максимальной прозрачности и высокой радиационной стойкости детекторных конструкций является актуальной задачей при разработке трековых систем. Полученные в данной работе решения этой задачи имеют большое значение не только для экспериментальных работ в области физики высоких энергий и элементарных частиц, но также могут быть использованы при создании научных установок для проведения исследований в космосе и ядерно-физических комплексов, работающих в условиях больших радиационных полей и дозовых нагрузок.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00042, <https://rscf.ru/project/23-12-00042/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- <https://www.nupec.org/pub/lrp17/lrp2017.pdf>
- Braun-Munzinger P., Stachel J. // Nature. 2007. V. 448. P. 302.
- The ALICE Collaboration: Aamodt K., Abrahantes Quintana A., Achenbach R. et al. // JINST. 2008. V. 3. Art. No. S08002.
- <https://www.star.bnl.gov>
- STAR Collaboration: Aggarwal M.M., Ahammed Z., Alakhverdyants A.V. et al. // arXiv:1007.2613 [nucl-ex]. 2010.
- Busza W., Rajagopal K., van der Schee W. // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2018. V. 68. No. 1. P. 339.
- <https://shine.web.cern.ch>
- Abgaryan V., Acevedo Kado R., Afanasyev S.V. et al. // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58. Art. No. 140.
- <https://nica.jinr.ru/projects/mpd.php>
- http://spd.jinr.ru/wp-content/uploads/2023/03/TechnicalDesignReport_SPD2023.pdf
- <http://spd.jinr.ru>
- Abelev B., Adam J., Adamová D. et al. // J. Physics G. 2014. V. 41. Art. No. 087002.
- <https://cerncourier.com/a/alice-tracks-new-territory>
- <https://nsw.org/projects/bnl/star/sub-systems.php>
- Fukushima K., Hatsuda T. // Rep. Prog. Phys. 2011. V. 74. Art. No. 014001.
- Baym G., Hatsuda T., Kojo T. et al. // Rep. Prog. Phys. 2018. V. 81. Art. No. 056902.
- Orsaria M., Rodrigues H., Weber F., Contrera G.A. // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. Art. No. 015806.
- Most E.R., Papenfort L.J., Dexheimer V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. Art. No. 061101.
- Riley T.E., Watts A.L., Bogdanov S. et al. // Astrophys. J. Lett. 2019. V. 887. Art. No. L21.
- Rapp R. // Nature. Phys. 2019. V. 15. P. 990.
- Linnyk O., Bratkovskaya E.L., Cassing W., Stöcker H. // Nucl. Phys. A. 2007. V. 786. P. 183.
- Andronic A., Braun-Munzinger P., Redlich K., Stachel J. // Phys. Lett. B. 2008. V. 659. P. 149.
- <https://atlas.cern/Discover/Detector/Inner-Detector>
- <https://cms.cern/detector/identifying-tracks/silicon-pixels>
- <https://cerncourier.com/a/velos-voyage-into-the-unknown>
- <https://cds.cern.ch/record/1071641/files/p143.pdf>
- Жеребчевский В.И. // Журн. «СПб университет». 2018. № 2 (3910). С. 15.
- <https://nsw.org/projects/bnl/star/sub-systems.php>
- Contin G., Greiner L., Schambach J. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2018. V. 907. P. 60.
- Mager M. on behalf of the ALICE collaboration // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 824. P. 434.
- Yang P., Aglieri G., Cavicchioli C. et al. // JINST. 2015. V. 10. Art. No. C03030.
- Жеребчевский В.И., Кондратьев В.П., Крымов Е.Б. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 8. С. 1041; Zhrebchevsky V.I., Kondratiev V.P., Krymov E.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 8. P. 953.
- Yang P., Aglieri G., Cavicchioli C. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2015. V. 785. P. 61.
- Aduszkiewicz A., Bajda M., Baszczyk M. et al. // Eur. Phys. J. C. 2023. V. 83. Art. No. 471.
- Aglieri Rinella G., Chaosong G., Di Mauro A. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2021. V. 988. Art. No. 164859.
- Aglieri Rinella G. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2023. V. 1049. Art. No. 168018.
- <https://indico.cern.ch/event/1071914>
- Kluge A. for the ALICE collaboration // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2022. V. 1041. Art. No. 167315.
- Aglieri Rinella G., Agnello M., Alessandro B. et al. (The ALICE ITS project) // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2022. V. 1028. Art. No. 166280.
- Mangano M., Riegler W. Conceptual design of an experiment at the FCC-hh, a future 100 TeV hadron collider. CERN Yellow Reports: Monographs, CERN-2022-002. Geneva: CERN, 2022.
- Accettura C., Adams D., Agarwal R. et al. // Eur. Phys. J. C. 2023. V. 83. Art. No. 864.
- Dalla Torre S., Surrow B. on behalf of the ATHENA Collaboration // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2023. V. 1046. Art. No. 167606.
- Zhrebchevsky V.I., Kondratiev V.P., Vechernin V.V., Igolkin S.N. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2021. V. 985. Art. No. 164668.
- Жеребчевский В.И., Вечернин В.В., Иголкин С.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 702; Zhrebchevsky V.I., Vechernin V.V., Igolkin S.N.

- et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 541.
45. Жеребчевский В.И., Мальцев Н.А., Нестеров Д.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1146; Zherebchevsky V.I., Maltsev N.A., Nesterov D.G. *et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 948.
46. Зинченко А.И., Иголкин С.Н., Кондратьев В.П., Мурун Ю.А. // Письма в ЭЧАЯ. 2020. Т. 17. № 6(231). С. 815; Zinchenko A.I., Igolkin S.N., Kondratiev V.P., Murin Yu.A. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2020. V. 17. P. 856.
47. Кондратьев В.П., Мальцев Н.А., Мурун Ю.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1212; Kondratyev V.P., Maltsev N.A., Murin Yu.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 1005.
48. The ALICE Collaboration. Letter of intent for an ALICE ITS Upgrade in LS3. Tech. Rep. CERN-LHCC-2019—018. LHCC—I-034. Geneva: CERN, 2019.
49. Zherebchevsky V.I., Kondratiev V.P., Maltsev N.A. *et al.* // Eurasian J. Phys. Funct. Mater. 2023. V. 7. No. 3. P. 139.
50. Vechernin V.V. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1701. Art. No. 060020.
51. Vechernin V.V. // Phys. Part. Nucl. 2022. V. 53. P. 433.
52. Нестеров Д.Г., Жеребчевский В.И., Феофилов Г.А. и др. // ЭЧАЯ. 2022. Т. 53. № 2. С. 537; Nesterov D.G., Zherebchevsky V.I., Feofilov G.A. *et al.* // Phys. Part. Nuclei. 2022. V. 53. No. 2. P. 582.

Silicon detector systems for investigations of superdense nuclear matter at the NICA collider

V. I. Zherebchevsky^{1,*}, V. P. Kondratiev¹, V. V. Vechernin¹, N. A. Maltsev¹,
S. N. Igolkin¹, G. A. Feofilov¹, V. V. Petrov¹, S. Yu. Torilov¹, N. A. Prokofiev¹,
S. N. Belokurova¹, E. O. Zemlin¹, D. A. Komarova¹

¹ Saint-Petersburg State University, St Petersburg, 199034, Russia

*e-mail: v.zhrebchevsky@spbu.ru

The modern vertex detectors based on silicon sensors: track systems of the leading experiments at the Large Hadron Collider, as well as vertex detectors of the MPD and SPD experiments at the NICA collider have been discussed. The development of concepts for new detector complexes using thin silicon pixel detectors for precision identification of decay vertices of charmed hadrons was considered. Also, the results of work on the development of cooling systems for large area ultrathin silicon detector modules and the results of studies of properties and characteristics of silicon pixel sensors based on CMOS technology was presented in the context of rare hadron (containing heavy quarks) decays detection.

Keywords: tracking systems, vertex detectors, silicon pixel detectors, carbon-composite support structures