

СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ В МЕТОДАХ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Ю. Н. Харжеев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	226
ЧЕРЕНКОВСКИЕ СЧЕТЧИКИ	228
Радиаторы	230
Пороговые черенковские счетчики (ПЧС)	237
RICH-детекторы	238
ФОТОДЕТЕКТОРЫ	267
Гибридные фотодетекторы (ГФД)	267
Гибридные лавинные ФД (ГЛФД)	267
ФД с микроканальными пластинами (ФД МКП)	270
Гейгеровские ливневые ФД (ЛФД-г)	273
Газовые фотодетекторы	277
ДЕТЕКТОРЫ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА (ТОФ)	278
Времяпролетная техника Belle	279
Времяпролетные измерения в FNAL/SLAC	282
Времяпролетный детектор ALICE (ВПД)	284
TORCH-детектор	286
ДЕТЕКТОРЫ, ОСНОВАННЫЕ НА ИОНИЗАЦИОННЫХ ИЗ- МЕРЕНИЯХ, — ВРЕМЯПРОЕКЦИОННЫЕ КАМЕРЫ (ВПК)	289
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	296
Приложение 1	297
Приложение 2	
ДЕТЕКТОРЫ И УСКОРИТЕЛИ, УПОМЯНУТЫЕ В ОБЗОРЕ	297
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	299

СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ В МЕТОДАХ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Ю. Н. Харжеев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор посвящен методам идентификации заряженных частиц при высоких энергиях, основанным на измерениях угла черенковского излучения частиц (RICH), времени пролета (TOF) и распространения (TOP), ионизационных потерь (dE/dx). В качестве примера рассмотрены некоторые действующие спектрометры (LHCb, ALICE, COMPASS, Belle, BaBar) и планируемые (Belle-2, PANDA), в которых внедрены новые достижения последних лет.

Particle identification methods based on the measurements of Ring Imaging Cherenkov angles (RICH), Time of Flight (TOF), Time of Propagation (TOP) and Ionization energy loss (dE/dx) are considered. Many operating spectrometers (LHCb, ALICE, COMPASS, Belle, BaBar) and planned ones (Belle-2, PANDA) are considered as examples where the modern ideas and trends in the particle identification are implemented.

PACS: 29.20Ka

ВВЕДЕНИЕ

Идентификация частиц в экспериментах по физике высоких энергий является одной из ключевых задач. Адроны обычно идентифицируются по их массе, которая определяется по независимым измерениям их импульсов и скорости. Импульсы частиц определяются по кривизне их траекторий в магнитном поле, а для измерения скорости используются разные методы. В этом обзоре будут рассмотрены методы измерения скорости частиц, основанные на измерениях угла черенковского излучения (ЧИ) частиц (RICH, DIRC), времени пролета (TOF) и распространения (TOP) и ионизационных потерь (dE/dx) в разных современных детекторах как действующих, так и планируемых. В обзоре не рассматривается еще один метод, основанный на переходном излучении.

Разд. 1 посвящен черенковским счетчикам (ЧС), которые благодаря их возможностям идентифицировать адроны (π , K , p) в широкой энергетической области от 1 до 100 ГэВ и выше незаменимы во многих современных детекторах. В качестве их радиаторов широко используются аэрогели диоксида кремния, показатели преломления которых имеют значения $n = 1,0026-1,26$,

передающая длина 40–80 мм, а максимальные размеры $200 \times 200 \times 50$ мм. Изготавливаются также многослойные (до четырех слоев) аэрогели, в которых показатели преломления в слоях слегка отличаются друг от друга. Достижения в области производства высококачественных аэрогелей позволяют использовать их в ЧС как типа RICH, так и типа Proximity RICH, в которых для сбора фотонов ЧИ на фотодетекторы (ФД) не используются специальные зеркала.

В последние годы значительный интерес вызывают компактные DIRC-детекторы, в которых для определения угла ЧИ и времени распространения фотонов используется их полное внутреннее отражение в кварцевых пластинах (BaBar, Belle-2, LHCb, PANDA*). В фокусирующих DIRC-детекторах измерение двух координат и времени прохождения фотонов ЧИ позволяет определять длину волны фотона и корректировать хроматическую абберацию.

Фотодетекторы являются одними из основных частей как ЧС, так и времяпролетных детекторов. В связи с возрастающими требованиями к их временному и пространственному разрешению большое развитие и спрос получили ФД на микроканальных пластинах, гибридные лавинные (ГЛФД) и лавинные в ограниченном гейгеровском режиме (ЛФД-г), позволяющие регистрировать фотоны ЧИ с замечательными временными (10–100 пс) и пространственными характеристиками (несколько мкм) и способные работать в сильных магнитных полях до 1,5–2,0 Тл (разд. 2).

Времяпролетные детекторы (ВПД) обсуждаются в разд. 3. В спектрометре ALICE в качестве ВПД используются детекторы на основе многозачорных резистивных пластин с зазорами всего 250 мкм. Эффективность регистрации в них составляет более 99%, а временное разрешение < 50 пс. Подобные детекторы планируется использовать также в эксперименте STAR RHIC. ЧС с аэрогельным радиатором и ФД с высокими временными разрешениями (< 10 пс) могут конкурировать с детекторами для идентификации частиц по времени пролета и ионизационных потерь в области минимальных ионизационных потерь, а также разделять K -мезоны и протоны в области ниже их порога регистрации.

Особая роль в идентификации заряженных частиц принадлежит время-проекционным детекторам, которые выполняют функцию не только трековых детекторов, но и детекторов ионизационных потерь (ALICE, STAR). Перспективным развитием их является замена в них многопроволочных пропорциональных камер на микроструктурные газовые детекторы типа GEM и MicroMegas, а в измерениях dE/dx вместо измерения полного заряда предлагается подсчет кластеров (разд. 4).

*Некоторые комментарии относительно детекторов, упоминаемых в статье, приведены в Приложении 2. Сохранена общепринятая аббревиатура названий этих детекторов.

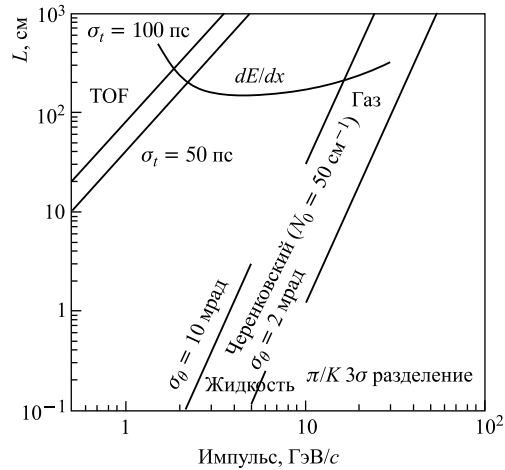


Рис. 1. Зависимость предельных значений импульсов от протяженности разных детекторов, позволяющих разделять π/K -мезоны на уровне 3σ [1]

Выбор каждого из этих методов (соответственно, детекторов) для конкретного эксперимента зависит от многих факторов и прежде всего от задачи эксперимента, его возможностей, как материальных, так и физических, а также от рассматриваемой области энергий. Для иллюстрации на рис. 1 приведена зависимость предельных значений импульсов от протяженности разных детекторов, позволяющих разделять π/K -мезоны на уровне 3σ [1]. Из этого рисунка видны примерные области применимости тех или иных детекторов. Подробнее об этом — в соответствующих разделах.

1. ЧЕРЕНКОВСКИЕ СЧЕТЧИКИ

Многие современные эксперименты по физике высоких энергий и ядерной физике требуют детекторов, пространственное и временное разрешение которых находится на грани возможного. Перечислим лишь некоторые из них: прецизионные измерения CP -нарушения, редкие распады B -мезонов (Belle, BaBar, LHCb), проверка стандартной модели (NA-62), ядро-ядерные соударения с целью поиска кварк-глюонной плазмы (ALICE, PHENIX), изучение структуры нуклонов (COMPASS), исследование космических частиц и поиск темной материи (AMS-2). Во всех этих экспериментах черенковские счетчики (ЧС) как детекторы заряженных частиц играют решающую роль.

В основе работы ЧС лежит открытое П. А. Черенковым явление [2], заключающееся в том, что заряженная частица, проходящая через прозрачную

среду (радиатор) с показателем преломления n со скоростью β , превышающей фазовую скорость света в данной среде c/n , испускает фотоны с длиной волны λ под углом θ , косинус которого равен

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta n(\lambda)}, \quad (1)$$

а их интенсивность N пропорциональна

$$N(\lambda) \propto \frac{1 - 1/(\beta n)^2}{\lambda^2}. \quad (2)$$

Составными частями классических ЧС являются прозрачное диэлектрическое вещество — радиатор, система сбора черенковского излучения (ЧИ) и фотодетектор (ФД) для регистрации ЧИ. По принципу действия ЧС делятся на детекторы пороговые, дифференциальные, кольцевого изображения (RICH). Наряду с классическими RICH-детекторами стали широко использоваться RICH-детекторы с квазифокусировкой (proximity RICH), при которой в отличие от классических RICH сбор фотонов ЧИ происходит без зеркал.

Основными измеряемыми величинами в ЧС являются угол θ , количество фотоэлектронов $N_{\text{ф.э}}$, радиус кольца ЧИ, направление движения частицы. В последние годы к ним добавляется также время, через которое ЧИ частицы достигает ФД. Количество фотоэлектронов определяется по формуле

$$N_{\text{ф.э}} = N_0 Z^2 L \sin^2(\theta), \quad (3)$$

где L — длина радиатора; Z — заряд частицы и N_0 — добротность ЧС — параметр, определяющий качество ФД и системы сбора ЧИ. Важнейшими характеристиками ЧС являются его эффективность ε , которая определяется системой сбора фотонов ЧИ, квантовой эффективностью фотодетекторов и радиатором, а также разрешение по углу σ_θ и скорости σ_β

$$\varepsilon = 1 - \exp(-N_{\text{ф.э}}). \quad (4)$$

Из формулы (3) можно получить угловое разрешение σ_θ и разрешающую способность по скорости для пороговых счетчиков σ_β/β :

$$\sigma_\theta = \frac{\text{tg}(\theta)}{2\sqrt{N_{\text{ф.э}}}}, \quad (5)$$

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = \frac{\text{tg}^2(\theta)}{2\sqrt{N_{\text{ф.э}}}}. \quad (6)$$

1.1. Радиаторы. В качестве радиаторов в ЧС используются газообразные, жидкие и твердотельные вещества, выбор которых диктуется задачей эксперимента и его возможностями.

1.1.1. Аэрогельный радиатор. Среди большого разнообразия аэрогелей [3] аэрогель диоксида кремния SiO_2 находит большое применение как радиатор ЧС во многих экспериментах по физике высоких энергий на ускорителях и в космосе [4].

Аэрогель диоксида кремния (ниже аэрогель) — легкое высокопористое вещество, структуру которого образуют небольшие сферические кластеры из SiO_2 , соединенные между собой в цепочки,

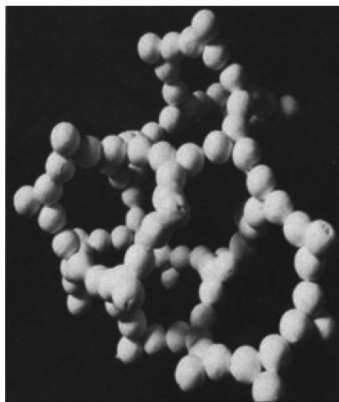
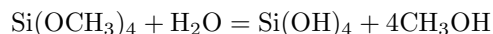


Рис. 2. Модель структуры аэрогеля [6]

составляющие трехмерную сетку, поры которой заполнены воздухом (рис. 2) [5, 6]. Аэрогели по показателю преломления занимают промежуточное положение между газами и криогенными жидкостями, имея при этом несомненные преимущества перед ними: не требуются большие размеры и сложные криогенные установки, необходимые при использовании газовых радиаторов и криогенных жидкостей. Благодаря новым достижениям изготавливаются аэрогели с показателями преломления $n = 1,0026-1,26$, обладающие при этом высокой прозрачностью. Существует простая формула, связывающая показатель преломления n и плотность аэрогеля ρ :

$$n = 1 + 0,21\rho, \quad \text{где } \rho \text{ в г/см}^3. \quad (7)$$

Известны несколько методов изготовления аэрогеля: одноступенчатый [5, 6], двухступенчатый [7], методы КЕК [8]. В одноступенчатом методе синтез аэрогеля проводится путем гидролиза тетраметаксисилана $\text{Si}(\text{OCH}_3)_4$ в спиртовом (метанол) растворителе при наличии кислотного катализатора:



с последующей конденсацией SiO_2 :



В результате этих процессов образуется алкогель — вещество, состоящее из коллоидных частиц — сферических кластеров из SiO_2 размером около 5 нм, соединенных между собой силоксановой Si-O-Si и гидроксильными связями (OH) (рис. 3).

Для получения аэрогеля алкогель подвергают сушке для удаления воды и растворителя, которыми заполнены поры между кластерами. Сушка проводится в специальном автоклаве, в котором температура и давление алкогеля плавно поднимаются до значений, превышающих их критические величины (для метанола 240 °С и 120 атм). Для придания аэрогелям гидрофобных свойств перед сушкой силанольные группы, имеющиеся на поверхности SiO₂-кластеров, заменяют на Si(CH₃)₃ с добавкой гидрофобных агентов, например, гексаметилдицилана, в этиловом спирте [8].

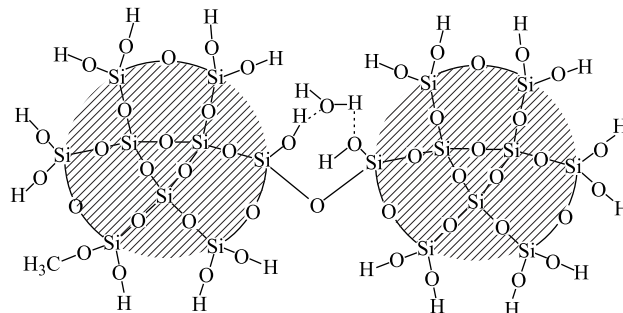


Рис. 3. Связь между двумя коллоидными частицами [6]

В двухступенчатом методе на первой стадии готовится частично гидролизованное и частично конденсированное кремниевое масло, из которого алкогель выводится путем дистилляции. Полученный раствор смешивается с безалкогольным растворителем CO₂. Затем проводят полимеризацию, используя щелочной катализатор. Гель, содержащий в порах на первой стадии алкогель, на второй стадии содержит CO₂, критические температура и давление которого намного ниже, чем у метанола, что значительно упрощает процесс сушки. Этим методом можно получать аэрогели с очень низкими *n* и более прозрачные, чем в одноступенчатом методе.

Вариант двухступенчатого метода использовался новосибирской группой. На первой стадии синтезируется олигомер в реакции (SiOC₂H₍₅₎)₄ с водой с участием кислотного катализатора, а на второй олигомер при избыточном количестве воды образует алкогель. Были изготовлены аэрогели с *n* в широком интервале значений с нижней границей, достигавшей 1,006. Аэрогели с большими значениями *n* изготавливали методом спекания при высокой температуре. Например, таким методом был получен аэрогель с *n* = 1,13. Образцы аэрогеля отличались высокой прозрачностью. Размеры образцов достигали 200 × 200 × 50 мм [9].

В методе КЕК используется коммерчески доступный метилсиликат (MS51), представляющий собой полимеризованный в олигомер тетраметаксисилан с высоким содержанием кремния (51 %) и 28 %-й раствор щелочи

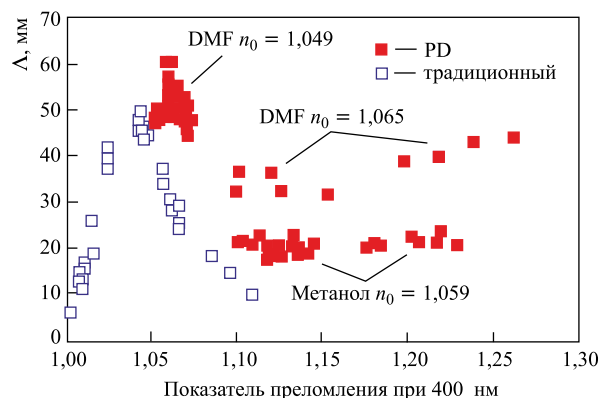


Рис. 4. Зависимость передающей длины Λ от показателя преломления [10]

в дистиллированной воде. Выбор растворителя (этанол, метанол, диметилформамид) диктуется требуемыми оптическими свойствами аэрогеля. При изготовлении аэрогелей с $n > 1,02$ использовался метанол, а при $n \leq 1,02$ из-за ухудшения оптических свойств и появляющихся трещин в образцах аэрогеля — этанол. Улучшение прозрачности в аэрогелях с $n \leq 1,06$ имело место при использовании диметилформамида вместе с метанолом, а при больших значениях n — только при использовании диметилформамида (рис. 4). Как видно из рис. 4, передающая длина при значениях n вблизи 1,05 достигает 60 мм.

Методом КЕК было изготовлено большое количество гидрофобных аэрогелей (2 м^3) с показателями преломления $n = 1,005\text{--}1,07$, в том числе с $n = 1,01\text{--}1,03$ для ЧС детектора Belle.

В работе [11] сообщается об изготовлении аэрогелей с еще более низкими значениями n (1,0026) и об использовании дырочного метода изготовления гидрофобного аэрогеля (pinhole drying method) в широком интервале $n = 1,06\text{--}1,26$. На рис. 5 изображен стеклянный контейнер для сушки алкогеля дырочным методом.

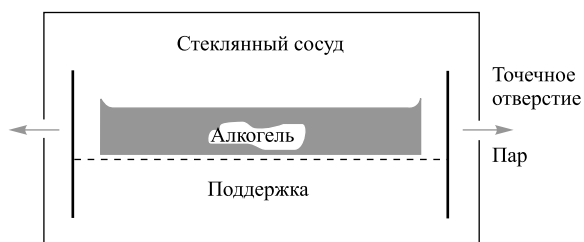


Рис. 5. Стеклянный контейнер для сушки алкогеля дырочным методом [11]

Аэрогели с низкими величинами n были получены благодаря оптимально выбранному соотношению исходных материалов в растворе и очень медленному проведению процесса гелеобразования. Пластмассовый контейнер, в котором синтезируется алкогель, способствовал формированию образцов аэрогеля с хорошими формами. Аэрогели с низкими величинами n , т. е. с малыми значениями плотности, являются наиболее подходящим материалом, в частности, для экспериментов, нацеленных на сбор космической пыли. Это было подтверждено в наземном опыте по захвату пылинок диаметром 50 мкм образцом аэрогеля с $\rho = 0,01 \text{ г/см}^3$, чему соответствует $n = 1,0026$. Аэрогели с такими низкими величинами n были испытаны в качестве радиатора черенковского излучения, и получен положительный результат [11].

В процессе дырочной сушки плотность алкогеля увеличивается. Скорость и длительность сушки контролируются, и необходимая величина n (или ρ) определяется в процессе сушки взвешиванием. Интересно, что сушка проводится при комнатной температуре, и это позволяет избежать появления каких-либо трещин на образцах. После такой сушки проводится стандартная гидрофобная обработка, а затем — сушка при сверхкритических условиях. Были изготовлены образцы аэрогеля с $n = 1,06 - 1,26$. На фотографии (рис. 6) приведены образцы алкогеля и аэрогеля до и после дырочной сушки [11].

Основными параметрами, характеризующими оптические свойства аэрогеля, являются их пропускная способность T и пропускающая длина Λ :

$$T = T_0 \exp(-d/\Lambda), \quad (8)$$

где d — толщина слоя аэрогеля. Аэрогели, изготовленные новым методом с использованием DMF-растворителя, обладают лучшими оптическими свойствами, чем изготовленные традиционным методом. Так, при $\lambda = 400 \text{ нм}$ в образце аэрогеля с $n = 1,06$ и толщине аэрогеля $t = 2 \text{ см}$ величина $T = 70 \%$, а Λ превысила 60 мм, тогда как в образце аэрогеля, изготовленном обычным методом, соответствующие величины равны 50% и 30 мм. Интересно, что с возрастанием n выше 1,10 оптические характеристики не ухудшаются (см. рис. 4). Образцы, изготовленные с применением DMF-растворителя, при $n = 1,26$ (процесс сушки начинался при $n = 1,065$) имели $\Lambda = 40 \text{ мм}$, тогда как при $n = 1,1$ — около 30 мм, а при использовании растворителя метанола Λ сохраняется на уровне 20 мм во всем интервале $n = 1,10 - 1,23$. Такие результаты традиционным методом никогда не достигались ранее.

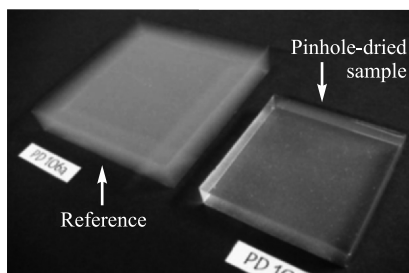


Рис. 6. Фото двух образцов аэрогеля: после сушки дырочным методом (справа) и исходный образец (слева) [11]

В работе новосибирской группы [12] для изготовления аэрогелей с большими значениями n использовался модернизированный метод дырочной сушки. Алкогель подвергался промывке раствором из двух растворителей, обладавших разными температурами кипения. При этом скорость усыхания алкогеля определялась медленной диффузией низкотемпературного растворителя через объем алкогеля. После испарения всего этого растворителя алкогель подвергался сверхкритической сушке в автоклаве.

Таблица 1. Измеренные и проектные величины n и толщины слоев в трехслойном аэрогеле [13]

Слой	n		Толщина, мм	
	Измеренное	Проект	Измеренная	Проект
1	$1,046 \pm 0,0005$	1,050	$12,6 \pm 0,05$	12,5
2	$1,041 \pm 0,0005$	1,044	$13,6 \pm 0,05$	13,3
3	$1,037 \pm 0,0005$	1,039	$15,2 \pm 0,05$	14,2

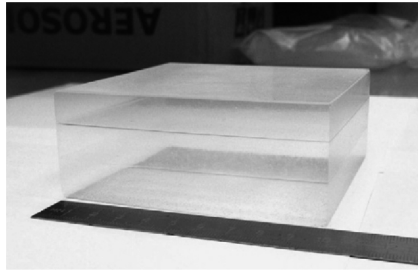


Рис. 7. Фото трехслойного аэрогеля [13]

новосибирской группой.

В настоящее время признанными центрами по изготовлению аэрогелей являются ИЯФ им. Г. И. Будкера совместно с Институтом катализа им. Г. К. Борескова, Новосибирск [9], и КЕК с Matsushita (Япония) [8].

1.1.2. Кварцевый радиатор. Наряду с аэрогельным радиатором в последние годы вызывают большой интерес кварцевые радиаторы, в которых для определения угла ЧИ заряженной частицы используется полное внутреннее отражение (ПВО). На использовании этого явления основано создание детекторов, называемых DIRC. Активное внедрение их началось в SLAC на спектрометре BaBar. В последние годы проводятся многосторонние исследования по использованию их в черенковских счетчиках спектрометров BaBar SLAC, Belle-2 КЕК и PANDA FAIR.

На спектрометре BaBar использовались кварцевые пластины длиной $\approx 3,6$ м (три куса длиной $\approx 1,2$ м, шириной 3,5 см и толщиной 1,7 см, склеенные друг с другом).

Эта же группа достигла значительных успехов в изготовлении многослойных образцов аэрогеля с числом слоев до четырех. В табл. 1 приведены показатели преломления и толщины слоев трехслойных образцов, расчетные и измеренные. Образцы аэрогеля имели поперечные размеры 115×115 мм [13].

Рис. 7 представляет фото трехслойного аэрогеля, произведенного но-

В центральной части спектрометров Belle-2 [14] и PANDA [15] предполагается использовать DIRC в качестве детектора, в котором кроме пространственных координат будет измеряться также время распространения ЧИ вдоль кварцевой пластины.

В передней торцевой части спектрометра PANDA рассматриваются два варианта применения DIRC — фокусирующий DIRC и TOP DIRC [15]. Кварцевые радиаторы, которые предполагается использовать в центральной части Belle-2 и PANDA, представляют собой длинные тонкие пластины, а в торцевой части PANDA — пластины дисковой формы.

Во избежание потерь фотонов из-за поверхностных дефектов и недостаточной планарности поверхностей пластины должны быть тщательно обработаны. Отметим, что в пластине длиной около 2 м фотон, запущенный под углом 90° , испытывает до нескольких сот отражений. Изготавливаются пластины с размерами $(20 \pm 0,1 \times 400 \pm 0,1 \times 915 \pm 0,5)$ мм, плоскостность и шероховатость которых не превышают 2λ и 5 \AA (компания Okamoto оптика) [14] (рис. 8).

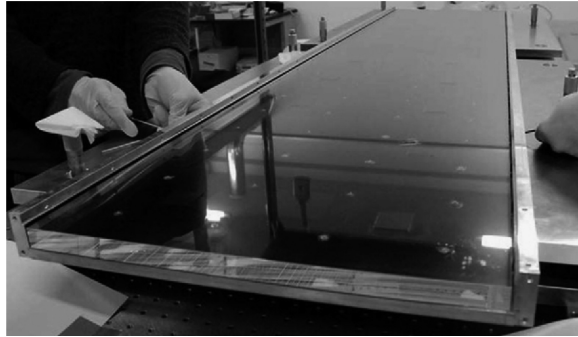


Рис. 8. Кварцевая пластина Okamoto [14]

В работе [15] измеряли характеристики кварцевых пластин, изготовленных тремя производителями: Heraeus Quarglas, Schott Linotec (Германия) и Лыткаринским заводом оптического стекла (ЛЗОС, Лыткарино, Россия). Шероховатость пластин (σ) измеряли в процессе их изготовления интерферометром с точностью до 1 \AA , а готовые изделия проверяли, исследуя полное внутреннее отражение (ПВО) лазерного луча. Измеряли длину затухания Λ и коэффициент полного внутреннего отражения лазерного луча R в пластине:

$$T = R^N \exp\left(-\frac{L}{\Lambda}\right), \quad (9)$$

где L — оптическая длина пути; N — количество внутренних отражений;

$$R \approx 1 - \left(\frac{4\pi\sigma n \cos(\alpha)}{\lambda}\right)^2. \quad (10)$$

Измерения дали следующие результаты: $\Lambda = 20\text{--}300$ м в зависимости от качества полировки, $R > 0,999$ при длинах волн от 400 до 650 нм, $\sigma = (10,6 \pm 1,4)$ Å. Эти величины типичны для производителей Schott Linotec и ЛЗОС, которые обрабатывали поверхности образцов полированием, в отличие от третьего производителя, который изготавливал образцы методом экструзии и плавлением поверхности (σ третьего производителя оказалась в 2–5 раз больше).

Использование кварцевых радиаторов в указанных спектрометрах продиктовано не только их компактностью, но и большим световыходом, обусловленным большой величиной показателя преломления кварца $n = 1,458$. Так как кварцевые радиаторы будут использованы в передней торцевой части

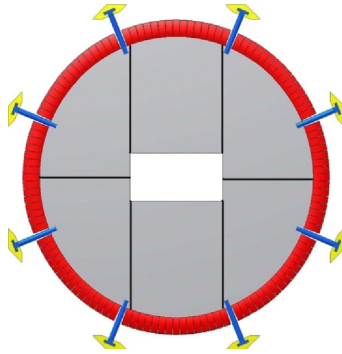


Рис. 9. Вид фокусирующего DIRC, собираемого из кварцевых пластин [15]

спектрометра, куда летит больше частиц, они должны обладать высокой радиационной стойкостью. Испытания, проведенные на протонном пучке с дозой 10 Мрад, показали, что они удовлетворяют этому требованию.

Размеры кварцевых пластин, предназначенных для центральных частей PANDA и Belle-2, составят соответственно $17 \times 33 \times 2500$ мм и $20 \times 40 \times 2800$ мм. Диск радиатор для фокусирующего DIRC размером по радиусу 1100 мм будет набираться из шести тонких кварцевых пластин толщиной 15 мм (рис. 9) [15]. Поскольку пластины таких больших размеров производить не просто, то они будут набираться отдельными кусками, склеенными между собой (ультрафиолетовый клей Norland, NOA63).

Так же будет набираться и радиатор для Belle-2 (рис. 8).

Отметим, что кварцевые радиаторы — пластины толщиной 1–5 см широко используются во многих экспериментах для увеличения светосбора. Для этого они устанавливаются непосредственно перед окнами ФД.

1.1.3. Газовые радиаторы. Для идентификации частиц в ЧС при энергиях выше 10 ГэВ требуются газовые радиаторы (табл. 2). Газ изобутан C_4F_{10} используется в COMPASS, RICH1 LHCb, и его планируется использовать

Таблица 2. Газовые радиаторы, используемые в некоторых экспериментах

Радиатор	n	Эксперимент
Ne	1,000062	NA62
CF ₄	1,00048	ALICE, LHCb
C ₄ F ₁₀	1,00141	ALICE, LHCb, COMPASS, HERMES
CO ₂	1,00041	MIPP, TASSO

также на ALICE, а газ перфторметан CF_4 — в RICH2 LHCb и ALICE. Способности идентификации частиц на RICH1 и RICH2 спектрометра LHCb простираются у них соответственно до 40 и 100 ГэВ.

Газ Ne с $n = 1,000062$ будет использоваться в эксперименте NA62 в ЦЕРН на SPS [16].

1.1.4. Жидкий радиатор. В спектрометре ALICE в квазифокусирующем ЧС планируется использование жидкого радиатора C_6F_{14} (перфторгексан) с $n = 1,3$ при $\lambda = 175$ нм. Толщина радиатора 15 мм. Жидкий радиатор C_6F_{14} использовался в RICH DELFI. Вода как радиатор используется во многих нейтринных экспериментах [17].

1.2. Пороговые черенковские счетчики (ПЧС). ПЧС с аэрогелевым радиатором использовались в качестве детекторов для регистрации заряженных частиц в таких крупных спектрометрах, как TASSO [6], Belle [8], KEDR [9], PHENIX [18]. Основное назначение их работы заключалось в регистрации заряженных частиц, энергия которых превышает величину пороговой энергии $E_{пор}$

$$E_{пор} = \frac{mn}{\sqrt{n^2 - 1}}, \quad (11)$$

где m — масса частицы; n — показатель преломления радиатора. Важнейшим параметром ПЧС является зарегистрированное ими количество фотоэлектронов $N_{ф.э.}$, которое зависит от радиатора, системы сбора света и ФД. По величине $N_{ф.э.}$ определяется эффективность ЧС (формула (4)).

Из большого разнообразия ПЧС мы рассмотрим лишь один из них — ПЧС с аэрогелевым радиатором спектрометра Belle КЕК [8], не только потому, что он является ярким примером использования ПЧС в эксперименте, но и потому, что он после модернизации с учетом новейших идей в методах идентификации частиц будет использоваться в будущем на Belle-2 КЕКВ.

Этот ПЧС использовался для исследования распадов B -мезонов. В соответствии с задачей эксперимента необходимо было различать распады B -мезонов на $\pi\pi$ и $K\pi$, а для этого четко разделять π -мезоны и K -мезоны во всей кинематической области импульсов от 0,8 до 3,5 ГэВ/с. Так как энергии сталкивающихся частиц на КЕК отличаются друг от друга, то более жесткие частицы преимущественно летят в направлении полета более энергичной из сталкивающихся частиц. В соответствии с этим использование аэрогелевого радиатора оказалось весьма удобным. Образцы аэрогеля с разными показателями преломления были расставлены в спектрометре с учетом импульсного спектра вторичных частиц таким образом, чтобы π -мезоны в них излучали ЧИ, а K -мезоны нет. В центральной части спектрометра использовались аэрогели с $n = 1,010, 1,013, 1,015, 1,020, 1,028$, а в торцевой части — с $n = 1,030$ (рис. 10) [8]. Это позволяло регистрировать как π -мезоны, так и K -мезоны в центральной области, а в торцевой области только π -мезоны. На рис. 11 изображен вид отдельного аэрогелевого ЧС [8].

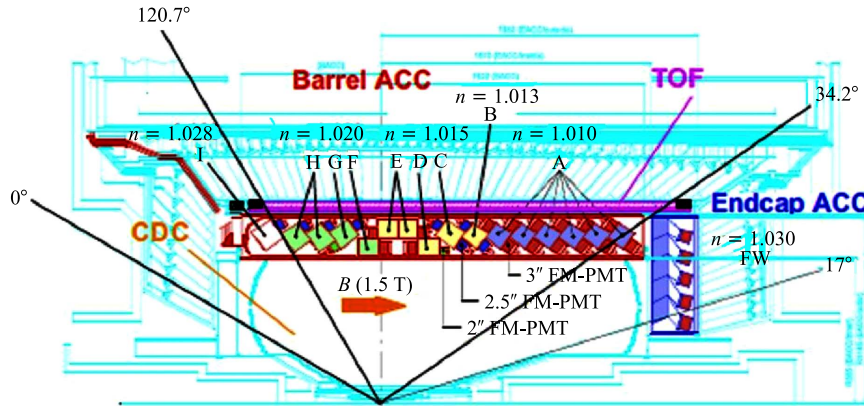


Рис. 10. Схематический вид спектрометра Belle [8]

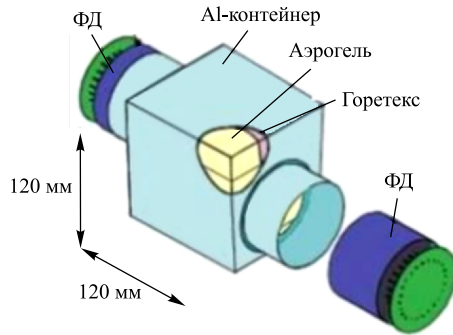


Рис. 11. Вид отдельного аэрогелевого ЧС спектрометра Belle [8]

Таблица 3. Пороговые энергии в ГэВ для π , K , p в разных радиаторах

Радиатор	n	π	K	p
Неон	1,000062	12,6	44,3	84,2
N ₂	1,000296	5,7	20,3	38
CO ₂	1,000410	4,9	17,3	32
CF ₄	1,000488	4,5	15,8	30
C ₄ F ₁₀	1,001410	2,6	9,3	18
Аэрогель	1,010	1,0	3,5	7
То же	1,030	0,6	2,1	4
То же	1,050	0,5	1,6	3,1
C ₆ F ₁₄	1,299	0,2	0,8	1,4
Вода	1,330	0,2	0,8	1,4
Кварц	1,458	0,2	0,7	1,3
NaF, LiF	1,334	0,2	0,7	1,4

Фотоэлектроны собирались тремя типами ФЭУ R6683, R6682 и R6681, диоды которых были сделаны из мелкоячеистых структурных сеток, а диаметры их окон были равны 3, 2,5 и 1" соответственно. Эти ФЭУ обладали способностью работать в сильном магнитном поле до 1,5 Тл. Сбор составил 15 и 30 фотоэлектронов соответственно в центральной и торцевой частях спектрометра. Эффективность идентификации K -мезонов составила 90%, а процент ложных срабатываний π -мезонов — 6%.

В табл. 3 приведены $E_{\text{пор}}$ для π , K , p в часто используемых радиаторах.

1.3. RICH-детекторы. RICH-детекторы — детекторы кольцевого изображения — находят очень широкое применение в экспериментах по физике

высоких энергий для идентификации частиц в области энергий от нескольких ГэВ до нескольких сот ГэВ. RICH-детекторы по характеру сбора в них ЧИ можно разделять на классические, квазифокусирующие и DIRC. В DIRC RICH-детекторах в отличие от ПЧС получают более полную информацию о ЧИ заряженной частицы — кроме количества испускаемых ею фотонов измеряют также и угол, под которым они испущены, а в некоторых детекторах и время, за которое фотоны достигают фотодетектора. Составными частями RICH-детектора, как и ПЧС, являются радиатор, система сбора фотонов ЧИ и фотодетектор.

Радиатор, основными характеристиками которого являются его показатель преломления n , прозрачность, а также толщина, определяет интенсивность ЧИ. От него зависит величина хроматической аберрации, которая вносит один из основных вкладов в погрешность определения угла ЧИ.

Для сбора ЧИ в классических RICH используются фокусирующие зеркала (сферические, параболические или плоские) и линзы, выбор которых определяется задачами и возможностями эксперимента. Чаще всего используют зеркала на стеклянной основе, покрытые Al, обладающим хорошими отражающими свойствами. В целях защиты отражающей поверхности от атмосферных влияний на Al наносится MgF_2 или SiO_2 . Такие зеркала обладают отражающей способностью около 90%. Сферические зеркала RICH1 спектрометра LHCb изготавливались на Ве-основе толщиной 3 мм, покрытой тонким слоем стекла 0,3 мм. На основу зеркал наносилось специальное покрытие из Al, SiO_2 и HfO_2 [19] для защиты от атмосферных влияний.

Изготовление зеркал на стеклянной основе является довольно трудоемким и дорогостоящим процессом. Мы изготавливали легкие и прочные сферические зеркала из майларовой пленки с основой из тонкого слоя эпоксидной смолы, на которую наносили быстротвердеющую пену из пенополиуретана [20]. Такие зеркала использовались в восьмиканальном спектрометре ГИПЕРОН на У-70 в г. Протвино [21].

В квазифокусирующих RICH сбор ЧИ осуществляется без фокусирующих систем через расширительный объем на плоскость ФД, расположенную на расстоянии несколько десятков сантиметров или меньше.

В DIRC RICH-детекторах ЧИ, возникающее в кварцевой пластинке, собирается на ФД благодаря полному внутреннему отражению либо непосредственно, либо через фокусирующие зеркала.

Для повышения эффективности сбора фотонов перед ФД устанавливают специальные световоды в виде усеченного конуса или иной формы. Это особенно важно, когда ФД покрывают большую площадь, а скважность укладки их небольшая.

ФД конвертируют фотоны ЧИ в фотоэлектроны с квантовой эффективностью QE , определяют количество фотоэлектронов и их пространственное

положение, а также в некоторых детекторах и время попадания фотонов на ФД.

Из формулы (1) для разрешающей способности одиночного фотоэлектрона по скорости имеем

$$\delta_\beta = \frac{\sigma_\beta}{\beta} = \operatorname{tg}(\theta)\sigma_\theta, \quad (12)$$

$$\delta_\beta = \frac{\operatorname{tg}\theta\sigma_\theta}{\sqrt{N}} \quad \text{для } N \text{ фотоэлектронов,} \quad (13)$$

где σ_θ — угловое разрешение. Требования к величине σ_θ в разных экспериментах могут сильно отличаться друг от друга: в ALICE, Belle-2, HERMES $\sigma_\theta = 0$ (10 мрад), а в COMPASS, LHCb, NA62 $\sigma_\theta = 0$ (0,1 мрад). Величина углового разрешения зависит как от внешних факторов, не связанных с RICH, так и от внутренних факторов, зависящих от самого RICH. К внешним факторам относятся погрешности, вносимые трековой системой, многократным рассеянием в веществе, через которое частица проходит по пути до детектора, а также оптической системой — несовершенством поверхности зеркал и невыстроенностью зеркал. К ним относится также неоднородность магнитного поля. Среди внутренних факторов — хроматическая абберация, неточность определения точки испускания фотонов в радиаторе, конечные размеры пикселей ФД. Каждый из этих факторов вносит определенную погрешность в измерение угла ЧИ и, следовательно, в восстановление скорости исследуемой частицы и в конечном счете ее массы. Величины углового разрешения будут рассматриваться ниже на примерах конкретных детекторов.

Степень разделения двух частиц с массами m_1 и m_2 и одинаковым импульсом P выражается формулой

$$N_\sigma(\theta) \approx \frac{(m_2^2 - m_1^2)c^2}{2P^2\sigma_\theta\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (14)$$

RICH-детекторы в настоящее время находят широкое применение во многих экспериментах, например, на адронных ускорителях (ALICE, LHCb, NA62), e^+e^- -ускорителях (Belle, CLEOc, BaBar) как в космосе (AMS, CREAM), так и под водой (Baikal Experiment, ANTARES) и льдами Антарктиды (AMANDA) [17].

1.3.1. Классические RICH-детекторы. RICH-детектор спектрометра LHCb. Спектрометр LHCb — один из основных детекторов на LHC, предназначенный для исследования прежде всего редких распадов B -мезонов и CP -асимметрии, для чего требуется четко разделять π , K , p в широком интервале импульсов от 2 до 100 ГэВ/с [22] (рис. 12).

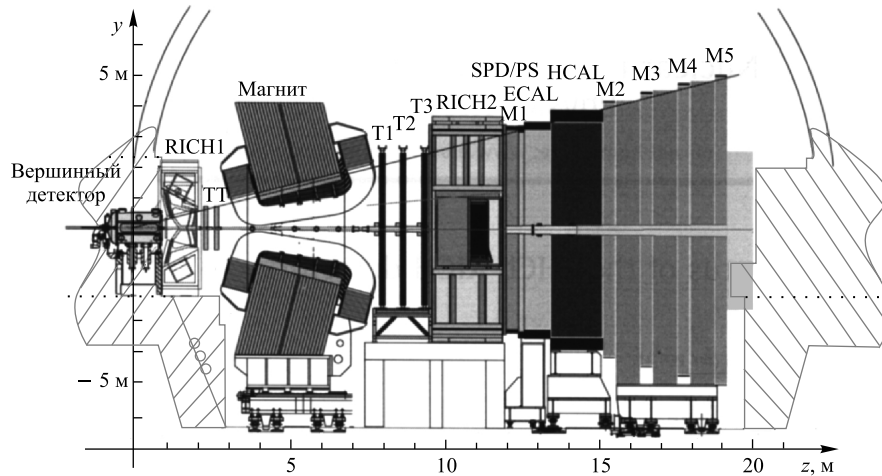


Рис. 12. Схема спектрометра ЛНСб: RICH1 и RICH2 — ЧС кольцевого изображения; TT, T1, T2, T3 — трековые станции; M1–M5 — мионовые стенки; HCAL и ECAL — адронный и электромагнитный калориметры [22]

Для этой цели используются два RICH-детектора (RICH1 и RICH2) (рис. 13, *a* и *б*). В RICH1 применяются два разных радиатора: аэрогель ($n = 1,03$, толщина 5 см) и газ изобутан C_4F_{10} ($n = 1,0014$ и толщина слоя 95 см). Используемые образцы аэрогеля, изготовленные новосибирской группой, являются на сегодняшний день самыми большими по размеру ($50 \times 200 \times 200$ мм) и обладают лучшими оптическими свойствами. В RICH2 используется газ CF_4 ($n = 1,0005$ и толщина слоя 180 см). Это позволяет проводить идентификацию частиц в RICH1 — в аэрогелевом радиаторе в области импульсов от 2 до ≈ 10 ГэВ/с, в радиаторе C_4F_{10} до 40 ГэВ/с и в радиаторе CF_4 в RICH2 в области импульсов до ≈ 100 ГэВ/с (рис. 14) [23]. Идея использования двух радиаторов (газ + аэрогель) в одном детекторе не нова, она успешно использовалась в спектрометрах TASSO, HERMES.

Газовые радиаторы требуют пристального внимания с точки зрения поддержания постоянными рабочих параметров температуры и давления и их чистоты, чтобы их показатели преломления в процессе работы спектрометра не изменялись.

Кроме того, образцы аэрогеля, изготовленные новосибирской группой, требуют особого внимания с точки зрения их изоляции от воды (они гидрофильны) и даже от изобутана. Исследования показали, что проникновение изобутана в поры аэрогеля приводит также к ухудшению оптических свойств аэрогеля до 25 %, поэтому предполагается изолировать аэрогель и от изобутана [24].

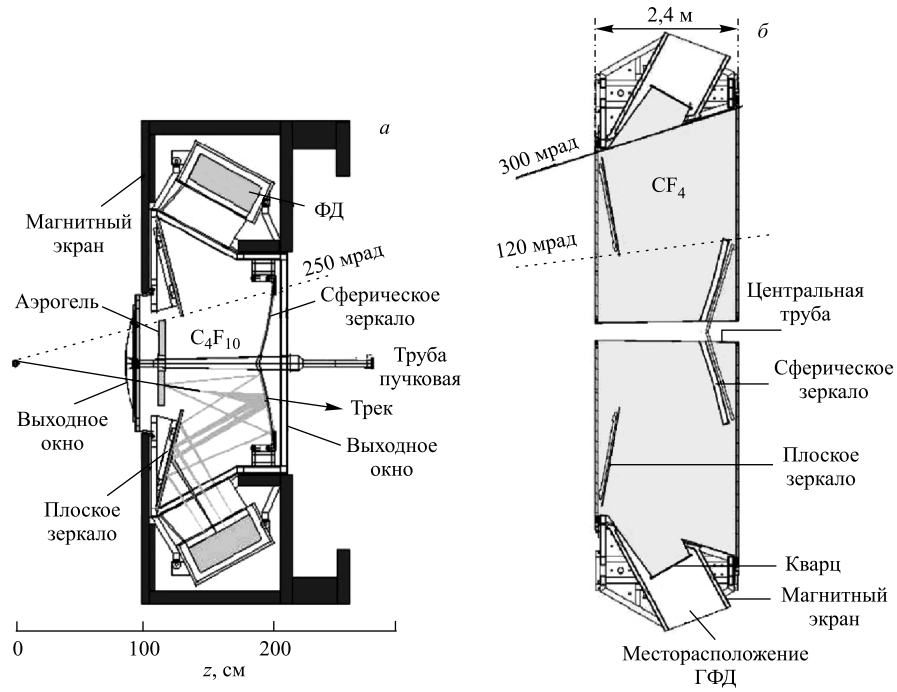


Рис. 13. RICN1 (а) и RICN2 (б) спектрометра ЛНСб [22]

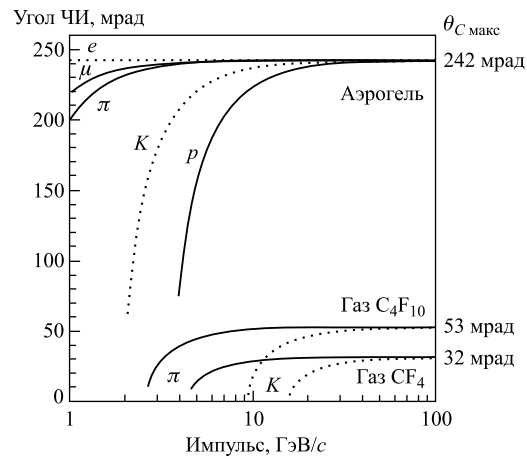


Рис. 14. Зависимость угла ЧИ e , μ , π , K , p от импульсов в трех разных радиаторах, используемых в спектрометре ЛНСб [23]

В обоих RICH ЧИ собирается с помощью сферических (четыре в RICH1 и 52 в RICH2) и плоских зеркал (16 RICH1 и 40 RICH2) на ФД, в качестве которых использовались 484 гибридных фотодетектора (ГФД) [22]. Эти ФД были специально разработаны и изготовлены ЦЕРН совместно с известной голландской фирмой DEE (подробнее о ГФД в разд. 2).

ГФД соединили в себе многие достоинства вакуумных фотодетекторов — высокие значения чувствительности, быстроты и сбора ЧИ, с одной стороны, и прекрасные пространственные и энергетические разрешения полупроводниковых сенсоров — с другой. По мере изготовления тщательной и разносторонней проверке подвергался каждый ГФД, включая его систему считывания, вакуум, темновой ток, размеры. Результаты проверок оказались прекрасными. Характеристики 98 % ГФД соответствовали требуемым значениям уже в процессе первичной проверки. ГФД работают в области видимого спектра (в диапазоне длин волн $\lambda = 200\text{--}600$ нм), имея квантовую эффективность около 30 %.

Таблица 4. Угловое разрешение одиночного фотоэлектрона (в мрад) [25]

Факторы	Аэрогель	C ₄ F ₁₀	CF ₄
Точка испускания	0,4	0,8	0,2
Хроматическая абберация	2,1	0,9	0,5
Конечные размеры пикселей	0,5	0,6	0,2
Треки	0,4	0,4	0,4
Суммарное разрешение	2,6	1,5	0,7

Моделирование показало, что средние числа фотоэлектронов в радиаторах составляют 6,7, 30,3 и 21,9 в аэрогеле, C₄F₁₀ и CF₄ соответственно. В табл. 4 приведены вклады различных факторов в угловое разрешение: хроматическая абберация, конечные размеры пикселей, неопределенность в восстановлении направления трека.

Измерения углового разрешения, проведенные на небольшой статистике, дали следующие результаты: 2,2 и 0,9 мрад для C₄F₁₀ и CF₄ соответственно, а для аэрогеля на фактор 2–3 хуже полученных при моделировании. Аэрогельные данные будут уточняться на большей статистике. Однако даже на этой стадии калибровки спектрометра получены

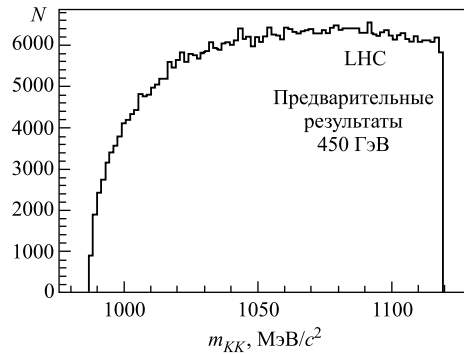


Рис. 15. Спектры инвариантных масс KK -мезонов без применения методов идентификации

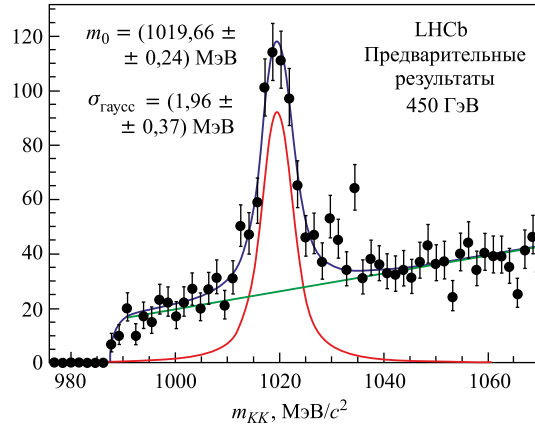


Рис. 16. То же, что на рис.15, с применением методов идентификации K -мезонов [25]

замечательные результаты по идентификации частиц. На рис. 15, 16 приведены распределения по инвариантной массе m_{KK} [25].

RICH-детектор спектрометра NA62. RICH-детектор NA62 [16] будет использоваться на пучке K -мезонов SPS ЦЕРН и предназначен для эксперимента по изучению очень редких распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \nu$, которые по предсказаниям стандартной модели имеют вероятность $O(10^{-11})$. Эти распады имеют место на фоне доминирующей моды распада $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu \nu$, составляющей 63,4%. Для выделения этих распадов требуется разделение π/μ на уровне 3σ в рассматриваемой области импульсов (15–35 ГэВ/с). Для этого необходимо добиться фактора исключения на уровне значения 10^{-12} , из которого 10^{-5} приходится на кинематику и столько же на мюонное вето. Следовательно, на детектор приходится фактор 10^{-2} .

В качестве радиатора используется газ неон в сосуде цилиндрической формы диаметром 3,4(4) м и длиной 17 м (рис. 17). Газ неон обладает очень малой величиной хроматической абберации и показателем преломления $n = 1,000062$ при $\lambda = 300$ нм, что соответствует порогу идентификации π -мезонов 12 ГэВ/с. Фотоны ЧИ с помощью 20 гексагональных сферических зеркал с фокусным расстоянием 17 м собираются на 2000 ФД R7400-U03 с временным разрешением 100 пс и пикселизацией 18 мм.

Применительно к детектору предъявляются повышенные требования к угловому разрешению: хроматическая абберация $\leq 0,125$ мрад; неточность восстановления пространственных координат (главный вклад вносят размеры пикселей) $\leq 0,265$ мрад; вклад от геометрии (неточность определения вер-

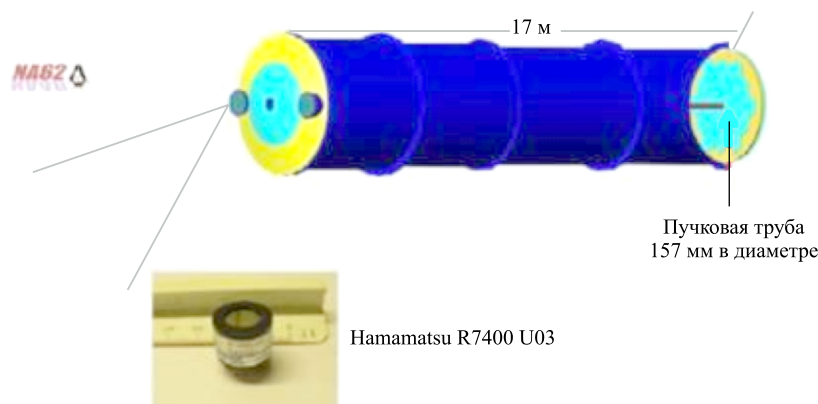


Рис. 17. Схематическое изображение корпуса и ФД Hamamatsu R7400 U03 RICH NA62 [25]

шины испускания и выставления зеркал) около 0,015 мрад; трековое разрешение порядка 0,055 мрад.

RICH-детектор спектрометра COMPASS. Спектрометр COMPASS [26] предназначен для исследования структуры нуклонов и спектроскопии адронов с помощью мюонных и адронных пучков с импульсом 160 ГэВ/с на поляризованной дейтронной мишени. Наличие последней не позволяет использовать для идентификации частиц вершинные детекторы, поэтому RICH-детектор для спектрометра COMPASS — основной детектор для идентификации частиц. Радиатором в нем является газ C_4F_{10} толщиной слоя 3 м. Сбор ЧИ осуществляется с помощью 116 зеркал на ФД, состоящий из многопроволочной пропорциональной камеры (МПК) площадью $5,3 \text{ м}^2$ с фотокатодом из CsI, чувствительным к области длин волн 160–200 нм. Общее количество пэдов составляет 64 000.

В последние годы МПК с CsI-катодом была заменена на многоанодный ФД (МА ФД), что позволило значительно улучшить многие показатели спектрометра — количество зарегистрированных фотонов выросло от 26 до 60, область разделения π/K -мезонов продвинулась от 40 до 55 ГэВ/с, а временное разрешение достигло $\approx 1 \text{ нс}$ вместо $\approx 3 \text{ мкс}$. Благодаря этим достижениям значительно был снижен фон в условиях работы спектрометра при высоких интенсивностях.

1.3.2. DIRC RICH-детекторы. *DIRC RICH спектрометра BaBar.* Разделение частиц можно провести по времени распространения фотонов ЧИ в кварцевой пластине, используя полное внутреннее отражение фотонов ЧИ на внутренних поверхностях пластины (DIRC RICH). Впервые детектор, основанный на этом принципе, был реализован в SLAC и носит название

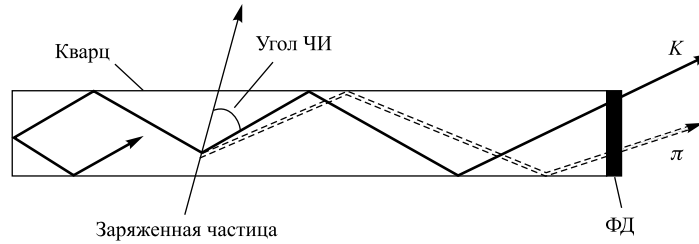


Рис. 18. Принципиальная схема DIRC RICH с прохождением фотонов K/π -мезонов через кварцевую пластинку

DIRC [27]. На рис. 18 приведена принципиальная схема DIRC RICH, из которой видно, как фотоны ЧИ заряженных частиц (K/π -мезонов) благодаря полному внутреннему отражению в кварцевом радиаторе попадают на фотодетектор, сохраняя при этом свое первоначальное направление. Поскольку углы ЧИ этих частиц отличаются друг от друга, то различны и их пути, которые проходят фотоны до ФД, следовательно, различны и времена, через которые фотоны поступают на ФД. В DIRC RICH измеряется время и место попадания каждого фотона на ФД. Время прохождения фотонов в среде на пути L_γ определяется по формуле

$$t_\gamma = \frac{L_\gamma n_\lambda}{c}, \quad \text{где } n_\lambda = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad (15)$$

Зная n и пользуясь соотношениями $P = M\beta/\sqrt{(1-\beta^2)}$ и $\beta = 1/n \cos \theta$, массу частицы M можно определить по формуле

$$M = P\sqrt{n^2 \cos^2 \theta - 1}. \quad (16)$$

Временное различие фотонов ЧИ K/π с импульсами 3 ГэВ/с, достигающих ФД при прохождении через радиатор длиной 1 м, составляет 75 пс. Разница во времени, через которое эти частицы достигают радиатора, расположенного на расстоянии 1 м от точки их рождения, составляет 50 пс. Следовательно, суммарное временное различие сигналов от K/π составит 125 пс, поэтому, имея ФД с временным и пространственным разрешением порядка 30 пс и 5 мм соответственно и при числе фотоэлектронов несколько десятков, можно разделять K/π -мезоны на уровне 4σ .

Эффективность разделения частиц зависит от многих факторов, основные из которых — временное разрешение ФД, хроматическая абберация радиатора, качество обработки кварцевой пластины. Вклады их будут рассматриваться ниже вместе с конкретными примерами использования DIRC RICH.

На рис. 18 приведена принципиальная схема прохождения фотонов ЧИ от K/π -мезонов через кварцевую пластинку, где ФД измеряет время прохо-

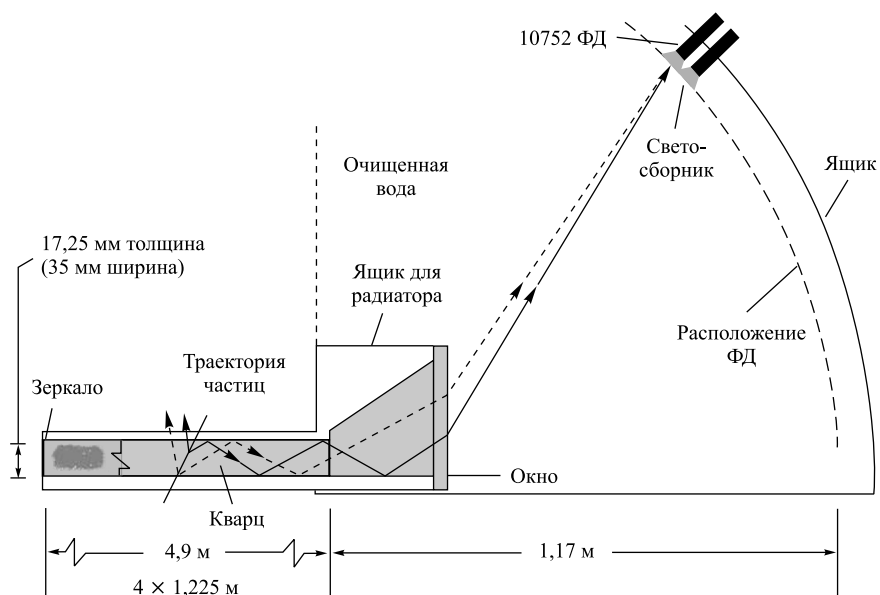


Рис. 19. Схема установки DIRC RICH BaBar [27]

ждения и пространственное положение каждого фотона. На рис. 19 приведена схема установки DIRC RICH BaBar, в которой реализована идея использования полного внутреннего отражения ЧИ для разделения частиц [27].

ЧИ заряженной частицы, возникшее в кварцевой пластине, попадает через объем, заполненный очищенной водой, на массив из 10752 ФД, с помощью которых измеряются координаты X и Y каждого фотона, а также время попадания фотонов на ФД. Измеренное время использовалось для исключения фона от событий, возникавших в воде. Отметим, что для сохранения угла ЧИ при этих отражениях пластина была тщательно отполирована (с шероховатостью порядка 0,5 мкм).

Угловое разрешение одиночного фотона составило 9,6 мрад, количество зарегистрированных фотонов при полярном угле 90° — 20. В области импульсов 0,5–3,0 ГэВ/с эффективность идентификации K^+ -мезонов превысила 90%, а ложное срабатывание π^+ составило несколько процентов.

Одним из основных источников, вносящих вклад в неточность измеряемых величин, является хроматическая абберрация. На рис. 20 воспроизводится картина возникновения хроматической абберрации на примере прохождения синей и красной волн, где красным волнам соответствуют лучи с меньшим углом θ_c . Как видно, величина хроматической абберрации, соответствующая этим волнам, составляет около 4 мрад.

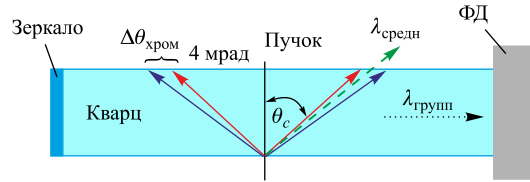


Рис. 20. Схема, поясняющая возникновение хроматической aberrации [28]

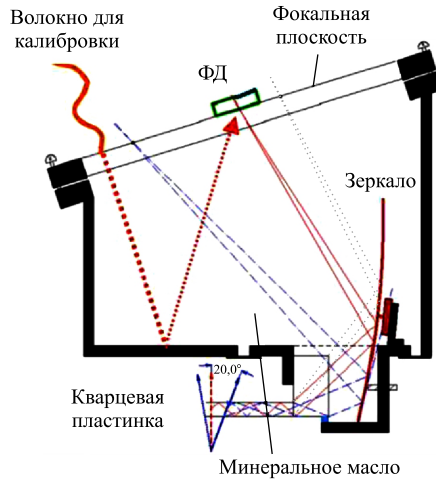


Рис. 21. Схема DIRC RICH с фокусировкой [28]

В дальнейшем детектор был усовершенствован за счет фокусировки фотонов при выходе их из пластинки, что было реализовано на прототипе [28] (рис. 21). Размер пластинки составлял $1,7 \times 3,5 \times 360$ см. Фокусировка проводилась с помощью сферических зеркал с фокусным расстоянием 50 см на плоскость ФД, в качестве которых использовались фотодетекторы типа Hamamatsu плоскопанельные 64-канальные и Burle 64-канальные с микроканальными пластинами, грануляция которых составляла 5 мм. В прототипе проводилось измерение двух координат и времени. Измерение времени позволяло определять длину волны λ фотона и, следовательно, хроматическую aberrацию, так как, зная λ , можно вычислить показатель преломления n в кварце, который хорошо описывается формулой [29]:

$$n - 1 = 6,02 \cdot 10^{-5} / (86,2^{-2} - \lambda^{-2}), \quad \text{где } \lambda \text{ в нм.} \quad (17)$$

Было показано, что DIRC RICH с фокусировкой по сравнению с DIRC RICH без фокусировки улучшает угловое разрешение до 7 мрад против 10 мрад.

Фокусирующий DIRC RICH является намного более компактным и быстрым (временное разрешение 100–200 пс против 1,6 нс), чем DIRC RICH BaBar, и позволяет значительно уменьшить расширительный объем (7–10 раз).

DIRC RICH спектрометра Belle-2 KEKB. В спектрометре Belle KEK для идентификации заряженных частиц использовались данные, полученные с трех детекторов — аэрогелевого ПЧС (число фотонов), детектора сцинтилляционных счетчиков (время пролета) и детектора ионизационных измерений в центральной зоне (dE/dx) (рис. 10). Эффективность регистрации K^+ со-

ставила 90 %, а ложное срабатывание π^+ -мезонов — 10 %. Для экспериментов на Super KEK в условиях, когда светимость возрастет почти в 40 раз по сравнению с условиями KEK, требуется повысить точность восстановления частиц и продлить область идентификации K^+ - и π^+ -мезонов до 4 ГэВ/с.

Для этого были предложены следующие детекторы:

- 1) в центральной части спектрометра DIRC RICH с кварцевым радиатором [14, 29] и ФД, обладающим высоким временным разрешением (< 50 пс);
- 2) в торцевой части спектрометра квазифокусирующий RICH-детектор (proximity RICH) с многослойным аэрогелем, показатели преломления которого в слоях слегка отличаются друг от друга.

Для центральной области (бочковой части) спектрометра Belle-2 вместо старого TOF-детектора рассматривается DIRC RICH с использованием в качестве радиатора длинной кварцевой пластины, полная длина которой должна быть около 2,8 м. Передний торец каждой пластины снабжен фокусирующим зеркалом, с другого торца ФД снимают ЧИ. Предполагается использовать ФД с микроканальными пластинами.

Выбор такого кварцевого радиатора был обусловлен не только его оптико-механическими свойствами, но также и тем, что детектор надо было разместить в спектрометре в очень ограниченном пространстве.

В рамках рассматриваемого варианта детектора для центральной части спектрометра был проведен целый ряд исследований. Приведем некоторые из них.

Были исследованы характеристики прототипа детектора, состоящего из двух кварцевых пластин $70 \times 40 \times 2$ см и $185 \times 40 \times 2$ см, с трех торцов которых ЧИ попадало на ФД с микроканальными пластинами. Применялись ФД, на окнах которых, в одном варианте, использовались мультищелочные, а в другом — GaAsP-фотокатоды. В отличие от DIRC RICH BaBar в прототипе измеряются одна пространственная координата X и время T (рис. 22) [29].

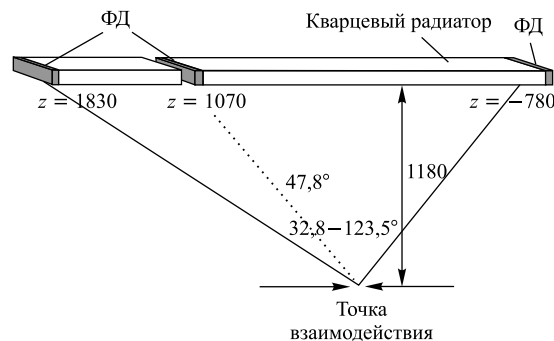


Рис. 22. Принципиальная схема TOP-детектора Belle-2 с тремя считывающими плоскостями [29]

Использовали двухкаскадные микроканальные многоанодные фотодетекторы (МАФД) [29] с линейным расположением анодов (1×4), обладающие рядом замечательных свойств: высоким сбором света (порядка 10^6), хорошим временным разрешением одиночного фотона (меньше 40 пс), высокой квантовой эффективностью (подробнее в разделе о ФД). ФД с GaAsP-фотокатодами показали значительное превосходство над ФД с мультищелочными катодами как во временном разрешении и квантовой эффективности, так и в расширении чувствительной области (рис. 23, б). Так, квантовая эффективность МАФД с фотокатодом из GaAsP составила около 40 % при $\lambda = 500$ нм, а чувствительная область продвинута до 700 нм, где дисперсия групповой скорости, следовательно, и хроматическая абберация мала (рис. 23, а).

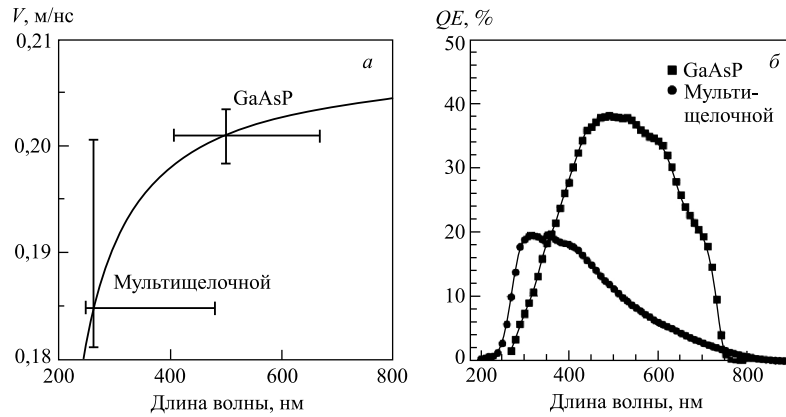


Рис. 23. Зависимость групповой скорости V (а) и квантовой эффективности QE (б) для мультищелочного и GaAsP-фотокатодов от длины волны (нм) [29]

Исследования характеристик TOP-детектора были продолжены на прототипе DIRC RICH с фокусировкой, схема которого изображена на рис. 24. С одного из торцов пластины фотоны ЧИ попадают на зеркало, фокусирующее их на экран из ФД, в качестве которых используются МАФД. В этом прототипе измеряются три величины — координаты X , Y и время T . Для данного X угол ЧИ θ вычисляется через Y -координату, а длина волны λ определяется через измеренное время T .

На рис. 25 приведено ТДС-распределение для одиночного фотона, полученное МАФД с катодом GaAsP, из которого следует временное разрешение 35 пс.

Результаты моделирования, проведенного с использованием МАФД, показали, что при 4 ГэВ/с в DIRC RICH без фокусировки и с фокусировкой уровень разделения K^+/π^+ составил соответственно $3,5\sigma$ и $4,3\sigma$ (рис. 26), эффективность идентификации K^+ 96 и 98 %, а процент ложного срабатывания π^+ 2 и 1 %.

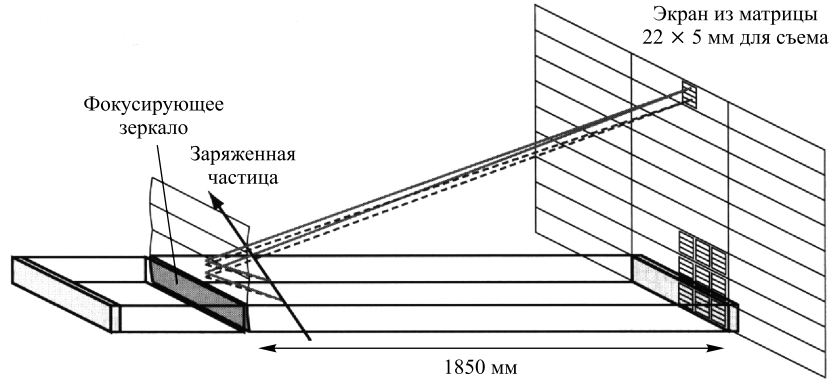


Рис. 24. Схема TOP-детектора Belle-2 с фокусировкой ЧИ [29]

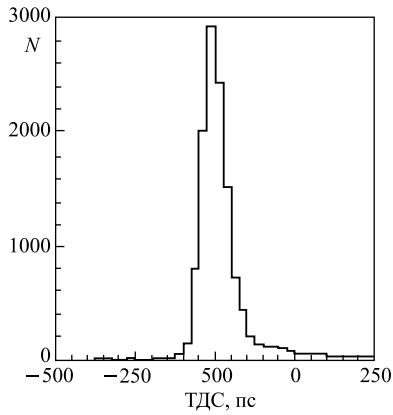


Рис. 25. ТДС-распределение одиночного фотона, полученное ФД с катодом GaAsP [29]

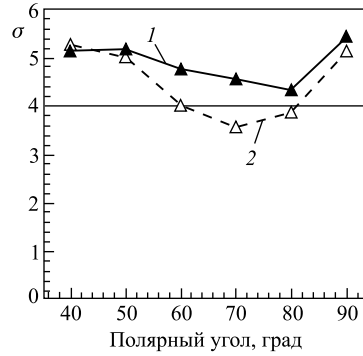


Рис. 26. Сравнение разделяющей способности DIRC RICH с фокусировкой (1) и без нее (2) в зависимости от полярного угла [29]

DIRC RICH центральной части спектрометра PANDA. Спектрометр PANDA будет использоваться на FAIR GSI для регистрации и идентификации вторичных частиц, образующихся во взаимодействиях антипротонов с протонами с импульсами в интервале 1–15 ГэВ/с при беспрецедентных интенсивностях $L = 2 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (рис. 27) [30]. В соответствии с поставленными физическими задачами спектрометр должен работать в условиях больших радиационных нагрузок и в сильном магнитном поле порядка 2 Тл и обладать высокими пространственными и временными разрешениями.

В связи с тем, что в спектрометре PANDA имелось весьма ограниченное пространство между трековыми камерами и электромагнитным калориметром

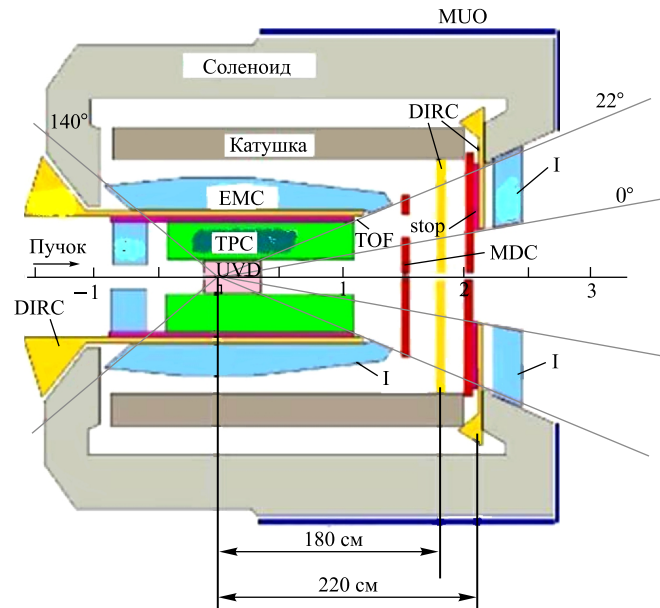


Рис. 27. Схематический вид спектрометра PANDA [30]: EMC и I — электромагнитные калориметры; TPC — времяпроекционная камера; DIRC — детекторы RICH в баррельной и торцевой частях спектрометра; MUO — мюонные детекторы; UVD — микровершинный детектор; MDC — мини-дрейфовая камера; TOF — времяпролетная камера

из PbWO_4 (в радиальном направлении всего 20 см), было решено использовать в центральной области спектрометра DIRC RICH (рис. 28).

Выбору такого детектора способствовали также значительные успехи в использовании DIRC в спектрометре BaBar. В DIRC PANDA будут использоваться длинные кварцевые пластины сечением 17×35 мм и длиной 2500 мм (всего 96 шт.). На дальние по пучку торцы пластин нанесено зеркальное покрытие, отражающее фотоны ЧИ обратно в сторону ФД, ближние заканчиваются в детектирующей области. Между ближними торцами радиатора и плоскостью ФД имеется расширительный объем (30 см), который заполняется минеральным маслом, показатель преломления которого близок к показателю преломления кварца. Количество ФД составит примерно 7000 шт. В качестве них планируется использовать ФД фирмы Birkle-Planacon с микроканальными пластинами, способные работать в магнитном поле 0,5–1,0 Тл.

Эффективность идентификации K -мезонов была проверена моделированием реакции, в которой они рождаются:

$$p + p \rightarrow J/\psi + \phi.$$

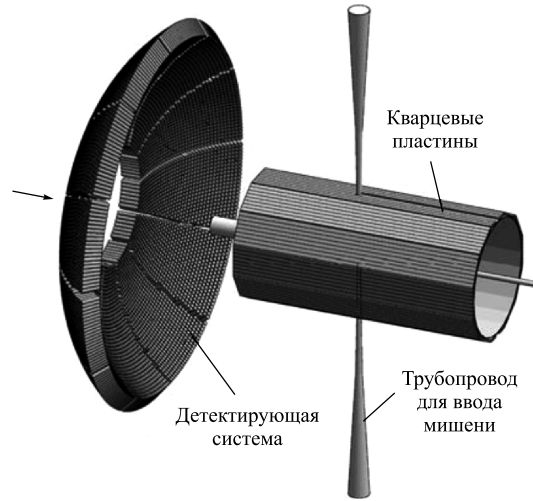


Рис. 28. Схема баррельной части спектрометра PANDA [31]

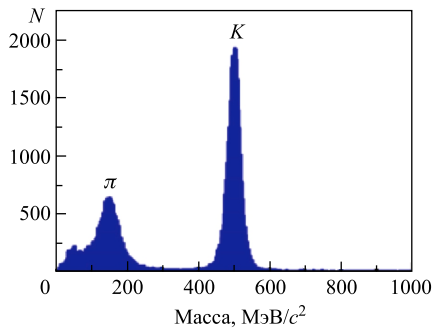


Рис. 29. Спектры восстановленных масс π - и K -мезонов [31]

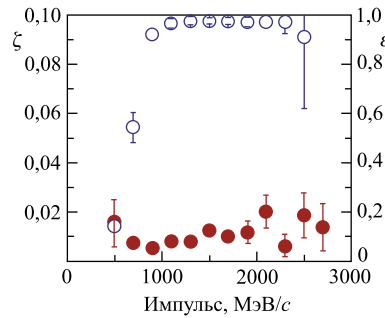


Рис. 30. Эффективность идентификации K -мезонов ε (светлые кружки) и ложного срабатывания π -мезонов как K -мезоны (темные) ζ [31]

Результаты представлены на рис. 29 [31]. Видно, как в распределениях масс восстановленных частиц π - и K -мезоны четко разделяются друг с другом. Эффективность идентификации K -мезонов в интервале масс 450–550 МэВ/с составила почти 100 %, а вероятность ложного срабатывания π -мезонов как K -мезоны 1–2 % (рис. 30). Потеря K -мезонов при малых импульсах обусловлена близостью порога их идентификации и, соответственно, уменьшением числа испускаемых фотонов.

Точность восстановления кинематических параметров частиц в детекторе определяется точностью определения углов θ и времени распространения фо-

тонов по пластине t_p . При размерах пикселей $6,5 \times 6,5$ мм угловое разрешение одиночного фотона составило $\approx 8-9$ мрад, основной вклад в него вносят размеры пикселей (6,3 мрад) и хроматическая абберация (5 мрад). При ожидаемом числе фотонов на трек 15–20, временном разрешении ≈ 100 пс и вкладе трековой системы в 1 мрад угловое разрешение на трек составит $\approx 2-2,5$ мрад, что позволяет разделять π - и K -мезоны на уровне 3σ в области импульсов до 3,5 ГэВ/с.

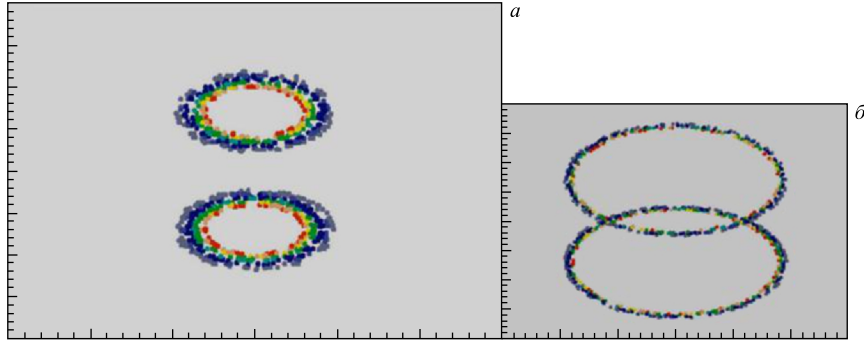


Рис. 31. Кольца ЧИ при $\beta = 0,69$ с (а) и $\beta = 0,72$ с (б) [31]

На рис. 31 приведены кольца ЧИ от заряженных частиц с импульсами $\beta = 0,69$ с (а) и $\beta = 0,72$ с (б). Первые из них получены вблизи порога, где даже небольшие изменения в величине показателя преломления приводят к большим изменениям в $\cos \theta_c$. Видна большая размытость их, которая значительно уменьшилась при больших импульсах [31].

DIRC RICH в передней части спектрометра PANDA. Условия работы детекторов в переднем направлении отличаются от тех, что будут установлены в центральной части. В этом направлении летит больше частиц, в том числе и более энергичных. Рассматриваются два варианта детекторов DIRC с использованием кварцевых пластин дисковой формы. На рис. 32 изображен фокусирующий DIRC, а на рис. 35 — DIRC, основанный на использовании полного внутреннего отражения (TOP DIRC) [32]. Восстановление угла ЧИ требует измерения хотя бы двух координат в ФД или одной координаты и времени прохождения через радиатор фотона посредством полного внутреннего отражения. Оба эти варианта рассматриваются для использования в передней торцевой части детектора PANDA.

Для реализации первого варианта предлагается фокусирующий дисковый кварцевый радиатор радиусом 1100 мм и толщиной 15 мм с 128 корректирующими LiF-призмами DIRC со считыванием двух координат с пикселей (рис. 33) [32]. Фотоны через фокусирующие световоды направляются на ФД.

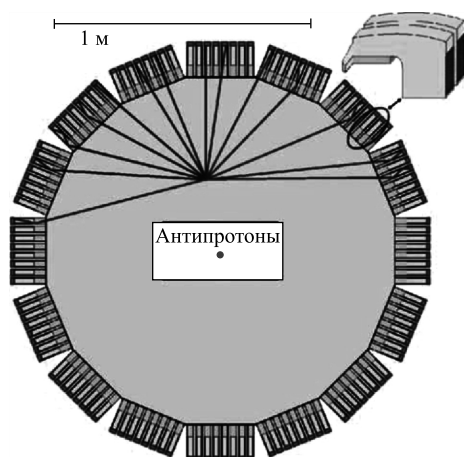


Рис. 32. Фокусирующий DIRC RICH торцевой части спектрометра PANDA

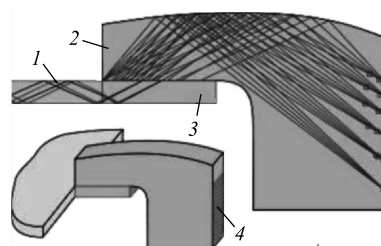


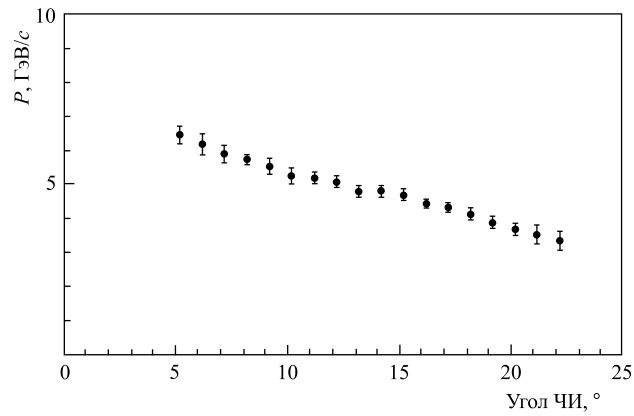
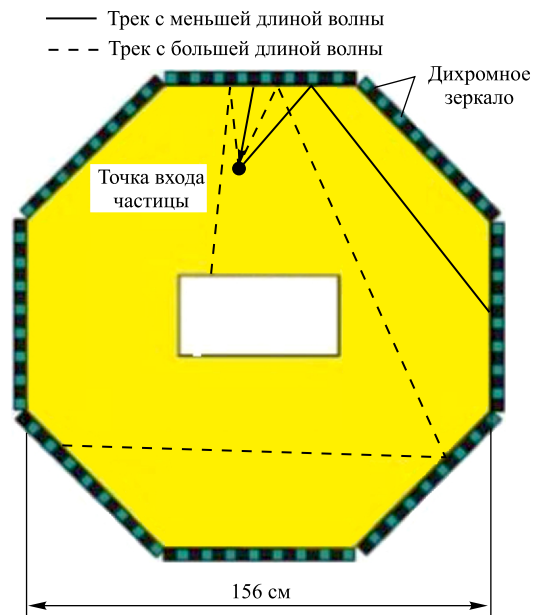
Рис. 33. Корректирующие LiF-призмы и фокусирующие световоды: 1 — кварцевая пластина; 2 — световод; 3 — LiF-призма; 4 — ФД [32]

Световоды выполняют две функции. Одна из них связана с корректирующим действием LiF на дисперсию кварцевого радиатора, обусловленного тем, что показатель преломления и дисперсионная кривая у LiF и кварца сильно отличаются друг от друга (рис. 33). Вторая функция заключается в фокусирующем действии световода, одна из поверхностей которого обладает асферической формой.

На рис. 34 показан 4σ -уровень разделения π/K в зависимости от угла χ , полученный путем моделирования в фокусирующем DIRC. Как видно, разделение π/K на уровне 4σ сохраняется в широком угловом интервале.

TOP DIRC состоит из кварцевого диска восьмиугольной формы толщиной 2 см, в котором осуществляется измерение одной пространственной координаты и времени появления фотона (рис. 35). Каждая из граней диска снабжена 120 фотонными детекторами (960 каналов), чувствительными к области длин волн 400–700 нм с временным разрешением около 30–50 пс. TOP DIRC располагается на расстоянии 18 м от точки взаимодействия. Между радиатором и ФД помещается дихромное зеркало, пропускающее фотоны только с волнами зеленого и синего цветов, что позволяет уменьшить дисперсионные явления. Зеленый фотон при попадании на зеркало синего цвета не выбывает, а через определенное количество отражений в диске попадает на зеленое зеркало и будет зарегистрирован ФД. Аналогично с фотонами синего цвета.

Испытывались разные ФД с микроканальными пластинами [33], и было получено хорошее временное разрешение 30 пс. Однако в связи с пробле-

Рис. 34. Зависимость 4σ -уровня разделения π/K от угла ЧИ [31]Рис. 35. Схема TOP DIRC, состоящего из восьмиугольной кварцевой пластины с изображением путей прохождения двух фотонов разных длин волн: сплошная кривая — фотон с малой λ ; штриховая — фотон с большей λ [30]

мой старения этих ФД в условиях больших нагрузок, ожидаемых в передней части спектрометра PANDA, будут исследоваться лавинные ФД, работающие в ограниченном гейгеровском режиме [30].

1.3.3. RICH-детекторы с квазифокусировкой. RICH-детектор спектрометра Belle. Идея использования RICH с многослойными аэрогельными радиаторами появилась в связи с задачами, возникавшими на спектрометре Belle-2. Необходимо было решить две проблемы — улучшить разрешение π -, K -мезонов с импульсами до 4 ГэВ/с, вылетающих в переднюю область спектрометра, и поместить RICH-детектор в весьма ограниченном пространстве (20 см) в спектрометрическом комплексе. Для решения первой проблемы нужно было улучшить угловое разрешение единичного фотона σ_θ и увеличить выход числа фотонов N_γ , что могло быть достигнуто наращиванием толщины радиатора t . Однако с увеличением t растет неопределенность в нахождении точки эмиссии фотонов, что, в свою очередь, приводит к ухудшению углового разрешения.

Решить эти противоречивые проблемы удалось с помощью RICH с квазифокусировкой [34]. Особенностью этих RICH является то, что в них не требуются громоздкие системы для сбора ЧИ и фокусирующих зеркал. Фокусировка черенковских колец производится автоматически на ФД, без специальных систем для сбора ЧИ. ФД располагаются параллельно плоскости радиатора на небольшом расстоянии от него (порядка нескольких сантиметров). Пространство между ними — расширительный объем — заполняется какой-либо жидкостью или газом.

Однако интерес к RICH-детекторам с квазифокусировкой значительно возрос в связи с возможностью изготовления многослойных аэрогелей. Фокусирующее действие многослойных радиаторов проявляется в случае, когда расположение слоев по величине n идет в порядке нарастания по направлению пучка, что иллюстрируется на рис. 36 на примере двухслойного радиатора с показателями преломления n_1 и n_2 . Отметим, что в настоящее время производятся аэрогели с числом слоев с различными n , достигающими до четырех [35].

Были проведены исследования двух вариантов квазифокусирующего RICH с двухслойным аэрогельным радиатором толщиной каждого слоя 2 см с $n_1 = 1,047$ и $n_2 = 1,057$ и аэрогельным радиатором с $n = 1,046$ и толщиной 4 см. Испытания их, проведенные на пучке π -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с, показали следующие результаты: угловое разрешение $\sigma_\theta = 14$ мрад и 20,7 мрад соответственно. Так как число фотонов в обоих случаях было одно и то же и равнялось 10, то угловое разрешение на трек для двухслой-

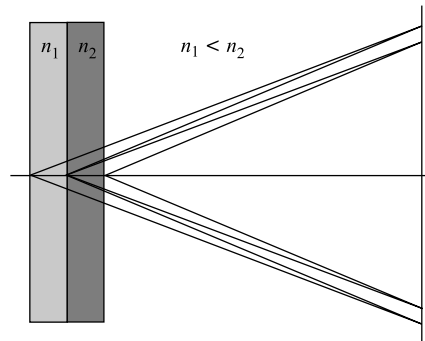


Рис. 36. Схема двухслойного фокусирующего аэрогеля

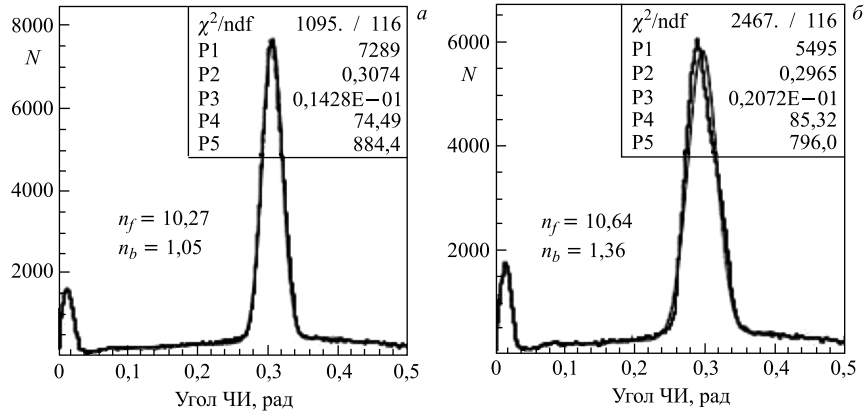


Рис. 37. Распределения ЧИ от 4-см аэрогеля: однородного (б) и двухслойного фокусирующего с $n_1 = 1,047$ и $n_2 = 1,057$ (а) [34]

ного радиатора с разными n составило 4,5 мрад. В качестве ФД использовался набор из 4×4 плоскочастотных H8500. Так как различие в углах ЧИ π и K при 4 ГэВ/с 22 мрад, то степень разделения этих частиц составит около 5σ (рис. 37) [36].

В этой же работе исследовалась зависимость углового разрешения от различия в показателях преломления в слоях. Оказалось, что она имеет широкий минимум при $n_2 - n_1$ около 0,004.

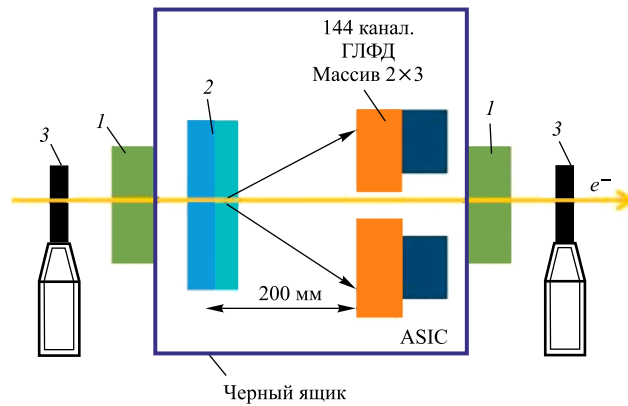


Рис. 38. Схема экспериментальной установки RICH с гибридным лавинным ФД. 1 — многопроволочная пропорциональная камера; 2 — квазифокусирующий аэрогель; 3 — сцинтилляционные счетчики [38]

ФД H8500 обладает одним недостатком — он не может использоваться в сильном магнитном поле, в котором должен работать спектрометр Belle-2, поэтому он был заменен на специально разработанный 144-канальный гибридный лавинный ФД (ГЛФД) [37] (подробнее о ГЛФД в разд. 2).

Испытания детектора были проведены на пучке электронов с $P = 2$ ГэВ/с на установке, изображенной на рис. 38 [38], которая состояла из пары сцинтилляционных счетчиков, пары многопроволочных пропорциональных камер, квазифокусирующего аэрогелевого блока, массива 2×3 ГЛФД и специальной быстрой электроники на интегральных схемах ASIC. Использовался двухслойный аэрогель с $n_1 = 1,054$ и $n_2 = 1,065$ с толщиной каждого слоя 2 см. Распределение по углу ЧИ приведено на рис. 39, из которого следует, что угловое разрешение единичного фотона $\sigma_\theta = 13,5$ мрад, а трека — 3,5 мрад, чему соответствует разделение K/π при импульсе 4 ГэВ/с на уровне 6,6.

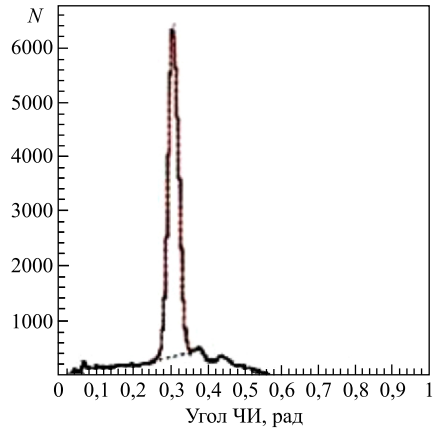


Рис. 39. Распределение по углу ЧИ от квазифокусирующего аэрогелевого блока [38]

RICH-детекторы спектрометра ALICE. Спектрометр ALICE является одной из четырех крупнейших установок на LHC, предназначенной для исследований взаимодействий тяжелых ядер при сверхвысоких энергиях [39] (рис. 40). При столкновениях ядер Pb рождается более тысячи частиц и может образоваться кварк-глюонная плазма, продукты распада которой необходимо регистрировать и идентифицировать. Среди них кроме π , K , p большой интерес представляют также резонансы, например, ϕ -мезоны. Любое изменение в массе и ширине ϕ -мезона может свидетельствовать о возникновении кварк-глюонной плазмы. Идентификация ϕ -мезона обычно проводится по каналу его распада $\phi \rightarrow K^+ K^-$, что требует надежной идентификации адронов.

ALICE HMPID-детектор. Для этой цели на ALICE создан HMPID — детектор для идентификации π/K и P/K в области импульсов до 3 и 5 ГэВ/с, представляющий собой квазифокусирующий RICH-детектор с жидким радиатором C_6F_{14} толщиной слоя 15 мм и имеющим $n = 1,3$ при $\lambda = 175$ нм (рис. 41) [40]. Для регистрации частиц используется многопроволочная пропорциональная камера. На фотокатод, сегментированный на пэды размерами $8 \times 8,5$ мм, нанесена тонкая пленка (300 нм) CsI, квантовая эффективность которой равна 25% при длине волны 175 нм. HMPID-детектор состоит из семи таких модулей размером $1,5 \times 1,5$ м (см. рис. 40). Общая фоточувстви-

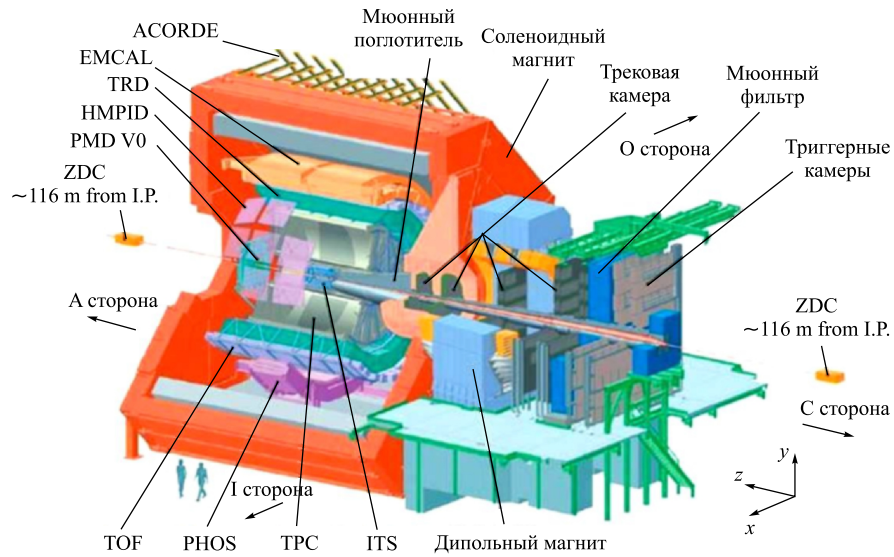


Рис. 40. Схема спектрометра ALICE [39], где EMCAL — электромагнитный калориметр; TRD — детектор переходного излучения; HMPID — детектор для идентификации частиц с большими импульсами; TOF — времяпролетный детектор; TPC — времяпроекционная камера; ITS — внутренняя трековая система; ZDC — калориметры, расположенные под углом 0° по отношению к пучку; PHOS — фотонный детектор

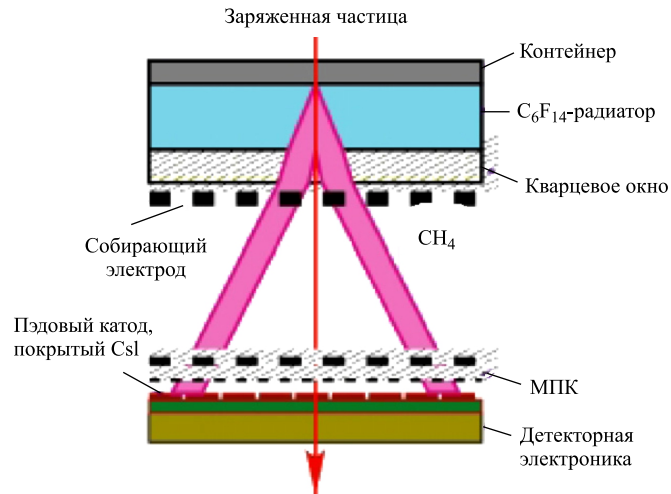


Рис. 41. Схема детектора HMPID спектрометра ALICE [42]

тельная площадь фотокатодов составляет 11 м^2 , что является рекордным по использованию фотокатода из CsI. Камера заполнена газом CH_4 при атмосферном давлении и комнатной температуре, занимаемый им объем является областью расширения для ЧИ протяженностью 80 см.

Выбор радиатора C_6F_{14} обусловлен не только требованиями, налагаемыми на границы импульсов идентифицируемых частиц, но и его малой хроматической абберацией, характерной для фторсодержащих углеродов. Объем радиатора отделен от камеры кварцевым окном толщиной 4 мм.

На рис. 42 приведены распределения углов ЧИ в зависимости от импульсов частиц, полученные в ходе тестовых испытаний при одном из первых запусков LHC [42]. Исследования показали также хорошее согласие между

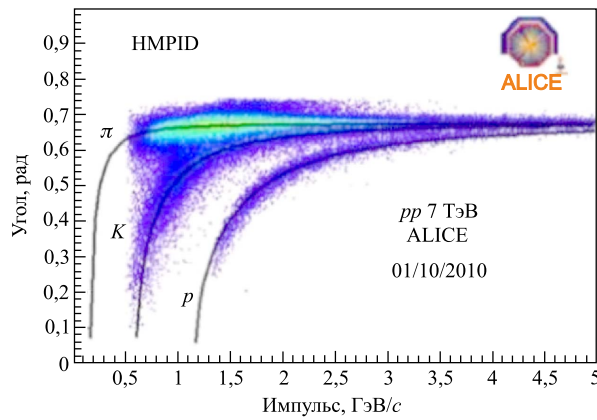


Рис. 42. Распределения по углу ЧИ в зависимости от импульса частиц π , K и p [40]

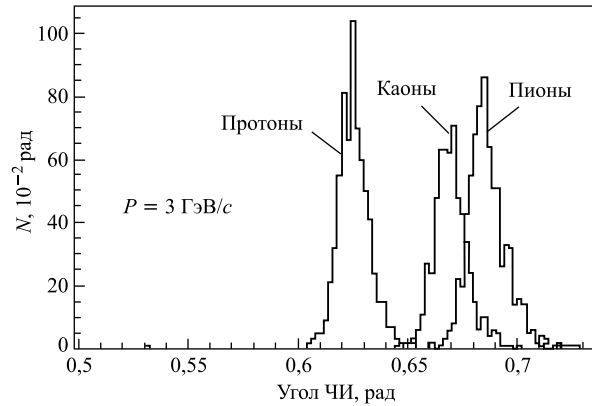


Рис. 43. Распределения по углу ЧИ для π , K и p с импульсом 3 ГэВ/с, полученные при моделировании в детекторе HMPID [42]

измеренным и моделированным количеством фотонов. Угловое разрешение для релятивистских частиц, падающих перпендикулярно к плоскости радиатора, составило $\sigma_\theta \approx 3,5$ мрад.

На рис. 43 показано разделение по углам ЧИ π , K и p при 3 ГэВ/с, полученное при моделировании.

ALICE VHMPID-детектор. Для того чтобы расширить область идентификации частиц до 30 ГэВ/с был предложен детектор VHMPID с фокусирующим RICH, оптимизированный для идентификации частиц в области импульсов $10 < P < 26$ ГэВ/с (рис. 44) [41]. В качестве радиатора рассматривались газы C_4F_{10} и CF_4 , способные работать при комнатной температуре и атмосферном давлении и имеющие показатели преломления соответственно $n \approx 1,0014$ и $1,0005$.

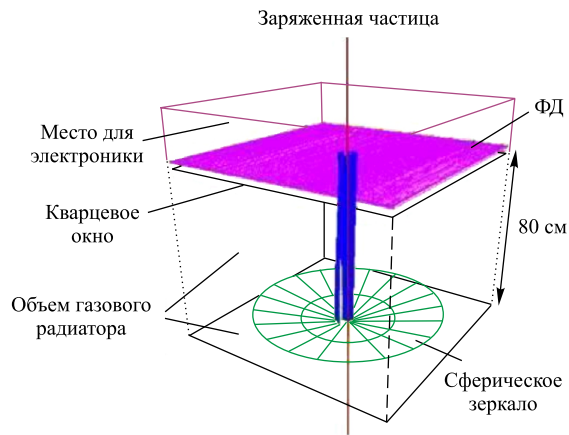


Рис. 44. Принципиальная схема детектора VHMPID с фокусирующим RICH [41]

Был выбран C_4F_{10} , который лучше подходил для рассматриваемой области импульсов. Протяженность радиатора составляет 80 см и ограничена лишь доступным пространством внутри спектрометра ALICE. ЧИ, возникающее в C_4F_{10} , фокусируется сферическим зеркалом радиуса R на плоскость ФД, расположенную на расстоянии $R/2$ от центра зеркала. Структура ФД такая же, как в HMPID. Отметим, что оптические свойства радиатора, зеркала, кварцевого окна и CsI соответствуют ультрафиолетовой области спектра.

На рис. 45 показаны распределения по углам ЧИ π -, K -мезонов и p с импульсами 14 ГэВ/с (рис. а) и 26 ГэВ/с (рис. б) в VHMPID, полученные при моделировании реакции Pb–Pb при энергиях LHC [41]. Видны четкие различия в углах π -, K -мезонов при 14 ГэВ/с и p -, π -, K -мезонов при 26 ГэВ/с, а также отсутствие сигналов от протонов при 14 ГэВ/с. Полученные результаты показывают, что предложенный фокусирующий черенковский счетчик

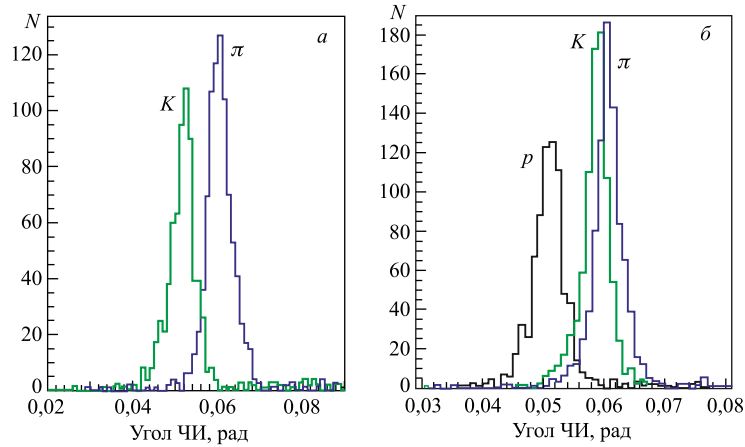


Рис. 45. Распределения по углам ЧИ в VHMPIID π^- , K -мезонов и p с импульсами 14 ГэВ/с (а) и 26 ГэВ/с (б) [41]

позволяет идентифицировать заряженные адроны в интересующей области импульсов 10–25 ГэВ/с.

С целью дальнейшего расширения области идентификации частиц (до 35 ГэВ/с) предлагается альтернативный детектор, состоящий из трех детекторов: 35-см RICH, в котором CF_4 будет использоваться как радиатор и как область размножения; проволочные камеры или GEM + CsI с размерами пэдов 5×5 мм как ФД; трековый детектор; пороговый ЧС с радиатором C_4F_{10} [41].

RICH-детектор на AMS-2. RICH-детектор с квазифокусировкой используется на спектрометре AMS-2 (рис. 46), предназначенном для исследования состава и энергетического спектра космических частиц, поиска антиматерии и темного вещества в космосе [43]. К детектору, который будет работать в неземных условиях, предъявляются повышенные требования: высокая стабильность и надежность работы, малые габариты, простота конструкции и вес детектора.

В нем используются два твердотельных радиатора — аэрогель с $n = 1,05$, толщиной 2,5 см и NaF с $n = 1,334$, толщиной 0,5 см. После тщательного рассмотрения был выбран аэрогель производства новосибирской группы, отличавшийся высокой прозрачностью и световыходом (около 15 фотоэлектронов). Аэрогель дает возможность идентифицировать частицы в области импульсов 1–4 ГэВ/с, а NaF — в области 4–12 ГэВ/с. Радиатор NaF занимает центральную часть площадью 34×34 см, а аэрогель — всю остальную площадь. Фотоны, возникающие в NaF, могут попадать на плоскость ФД, тогда как фотоны от аэрогеля, помещенного на место NaF, попадали бы в

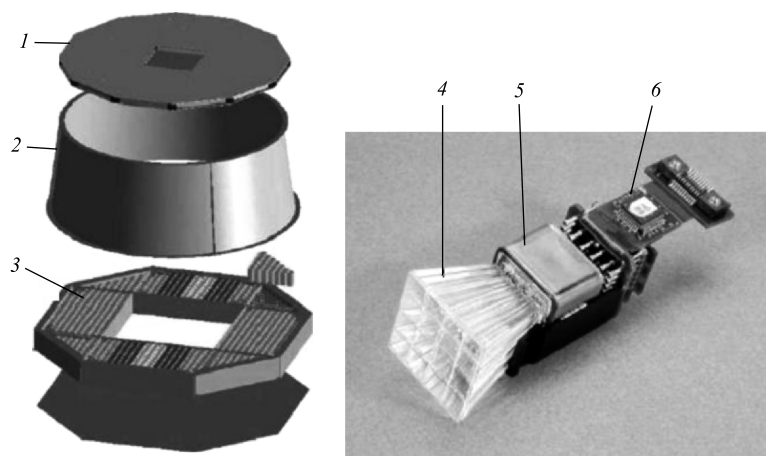


Рис. 46. Схема спектрометра AMS-2: 1 — радиатор (в центральной его части — NaF, а в остальной части — аэрогель); 2 — конический рефлектор; 3 — детектирующая часть; 4 — световод; 5 — ФД; 6 — электроника [44]

проем в центральной части детекторной плоскости над электромагнитным калориметром и были бы потеряны.

Радиаторы относительно плоскости ФД разнесены на расстояние 47 см и между ними помещен конический рефлектор с высокой отражающей поверхностью, достигающей 85 %.

Фотоны ЧИ будут собираться на матрицу из 680 многопиксельных (4×4) ФД типа R7600-M16 с размерами пикселей $8,5 \times 8,5$ мм. Каждый из ФД защищен от рассеянного магнитного поля, которое может достигать 300 Гс.

Идентификация частиц требует измерения их скорости β в RICH-детекторе и импульса P с помощью трековой системы. Следовательно, точность восстановления массы частицы определяется точностью, с которой измеряются β и P . На точность измерения скорости кроме числа зарегистрированных фотонов влияют несколько факторов, вклады которых приведены в табл. 5.

Таблица 5. Вклады различных факторов в угловое разрешение в мрад [25]

Фактор	Радиатор	
	Аэрогель	NaF
Хроматическая абберация	3,2	4,8
Толщина радиатора	3,3	0,3
Конечные размеры пикселей	4,6	0,6
Суммарный вклад	6,5	4,8

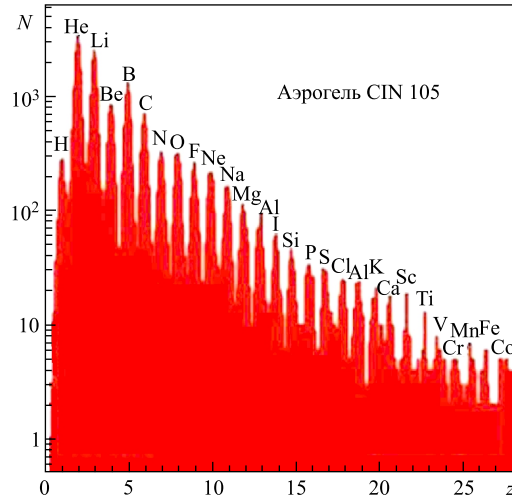


Рис. 47. Распределение ядер по заряду, полученное в эксперименте на пучке ЦЕРН [45]

Ошибки измерения импульсов не велики и составляют около 1–3 %.

$$\left(\frac{\sigma_m}{m}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_p}{P}\right)^2 + \gamma^4 \left(\frac{\sigma_\beta}{\beta}\right)^2, \quad \text{где } \gamma \text{ — лоренц-фактор.} \quad (18)$$

С учетом приведенных величин углового разрешения разрешающая способность скорости для аэрогеля и NaF равна соответственно $\sigma_\beta/\beta = 2 \cdot 10^{-3}$ и $4 \cdot 10^{-3}$.

На SPS ЦЕРН был проведен эксперимент с AMS [45]. Исследовались ядра, образованные при взаимодействии пучка иония с импульсом 158 ГэВ/с/нуклон с Pb-мишенью. Восстановленный спектр распределения ядер по заряду, полученное в эксперименте на пучке ЦЕРН [45], приведен на рис. 47. Видно достаточно хорошее разделение изотопов с разрешением по заряду 0,2 вплоть до Fe.

RICH-детектор CREAM. RICH-детектор CREAM — это детектор французско-мексиканской коллаборации, принципиально похожий на аналогичный детектор AMS-2, используемый для измерений зарядов космических частиц [46]. В качестве радиатора в нем используются тщательно подобранные и подогнанные по размеру 200 образцов аэрогеля с $n = 1,03$. Так, толщины образцов аэрогеля отличались друг от друга не более чем на 0,2 мм, а дисперсия в n не превышала $5 \cdot 10^{-3}$. Съем ЧИ проводился с помощью 1600 ФД типа Photonis XP3112. На рис. 48 приводится один из спектров распределения космических частиц по заряду, полученный на этом детекторе во время одного из его сеансов в космосе.

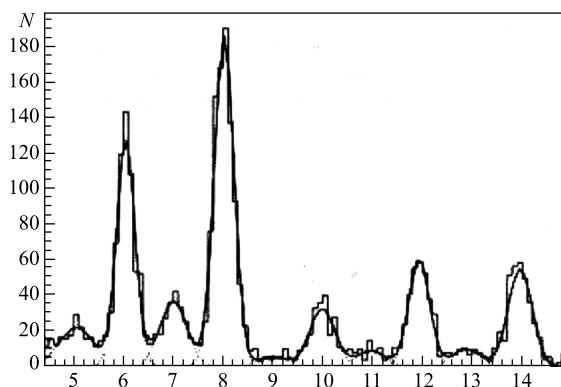


Рис. 48. Распределение по зарядам, полученное на RICH-детекторе CREAM [46]

В заключение разд. 1 приведем сводную табл. 6, в которой даны основные характеристики некоторых RICH-детекторов [25, 47].

Таблица 6. Характеристики RICH-детекторов некоторых спектрометров [25, 47]

Детектор	N_γ	σ_θ , мрад	ФД	Радиатор	Пиксели, мм	Область разделения π/K , ГэВ/c
BaBar DIRC	30	10	МКП	Кварц	29*	0,5–4
Belle Proximity	6	3,5	ГЛФД	Аэрогель	$4,9 \times 4,9$	< 4
CLEO Proximity	12	14	CH ₄ -TEA	LiF, 12мм	8×8	< 3
HERA-B	30	< 1	МА PMT	C ₄ F ₁₀ , 3м	16*	< 40
LHCб	7/30/22	2,6/1,5/0,7	ГФД	Аэрогель/ C ₄ F ₁₀ /CH ₄	$2,5 \times 2,5$	< 100
NA-62		0,26	R7400- U03	Ne, 18м	18	$e/\pi/\mu$ 10–60
COMPASS	60	0,06	МА ФД	C ₄ F ₁₀	10	< 55
ALICE	18	12	CsI + МПК	C ₆ F ₁₄	$8 \times 8,5$	< 3, < 5 (K/p)
AMS-2	15	6,5/4,8	R7600- M16	Аэрогель + NaF	$8,5 \times 8,5$	< 4, < 12
HERMES	10	7	XP1911/ UV	Аэрогель + C ₄ F ₁₀	15*	2–15

* Размеры активной зоны окна ФД, мм

2. ФОТОДЕТЕКТОРЫ

Использование и дальнейшее развитие детекторов для идентификации частиц невозможно представить без фотодетекторов. В последние годы совершенствование ФД идет по пути улучшения временных и позиционно-чувствительных характеристик, и здесь достигнуты значительные успехи. В отдельных ФД временное разрешение доведено до нескольких пикосекунд, транзитное время < 30 пс, пространственное разрешение — до микрометров, квантовая эффективность — до 60–70 %, сбор фотонов — порядка и больше 10^6 . Среди них особое место занимают гибридные фотодетекторы (ГФД), гибридные лавинные (ГЛФД), микроканальные ФД (МКП) и лавинные ФД в ограниченном гейгеровском режиме (ЛФД-г). Последние три ФД способны работать в условиях сильных магнитных полей до 1,5–2,0 Тл. ФД из многопроволочных пропорциональных камер (МПК) с фотокатодом из CsI способны охватывать значительные экспериментальные площади.

2.1. Гибридные фотодетекторы (ГФД). ГФД, разработанные и изготовленные ЦЕРН совместно с известной голландской фирмой DEE, соединили в себе достоинства вакуумных фотодетекторов — высокую чувствительность, быстрое действие и высокий сбор света, с одной стороны, и прекрасные пространственные и энергетические разрешения полупроводниковых сенсоров — с другой. Они работают в области видимого спектра (в диапазоне длин волн $\lambda = 200–600$ нм), имея квантовую эффективность около 30 % [48].

ГФД состоят из вакуумной трубки с кварцевым окном толщиной 7 мм и диаметром 80 мм, внутренняя поверхность которого покрыта бишелочным катодом S20.

Фотоэлектроны, ускоренные электростатическим полем 20 кВ, попадают на матрицу с 1024 кремниевыми пикселями, размеры которых составляли $2,5 \times 2,5$ мм (рис. 49).

В процессе их изготовления ГФД подвергались тщательной разносторонней проверке на качество вакуума, темновой ток, квантовую эффективность, размеры ГФД [48]. Результаты проверок показали высокое соответствие измеренных параметров требуемым.

На рис. 50 приведены величины квантовой эффективности QE , измеренные на 76 ГФД, в зависимости от длины волны λ . Видно, что измеренные QE везде даже выше заданной (на рисунке выделена толстой линией). Наибольшие значения достигаются при $\lambda = 270$ нм, где усредненное значение $QE \approx 30,8\%$.

2.2. Гибридные лавинные ФД (ГЛФД). Гибридные лавинные ГЛФД были разработаны для использования в передней части спектрометра Belle-2 [37, 38]. Перед разработчиками были поставлены очень жесткие требования к детектору: высокая чувствительность к единичным фотонам, высокое пространственно-координатное разрешение с пикселизацией, достига-

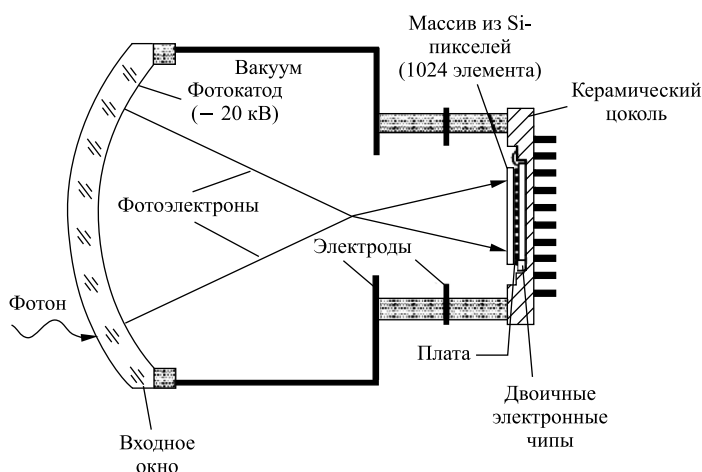
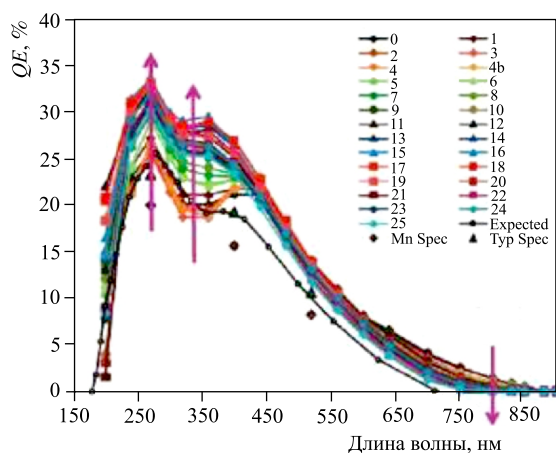


Рис. 49. ГФД LHCb [48]

Рис. 50. Зависимость квантовой эффективности QE ГФД от длины волны [48]

ющей 5×5 мм, большая эффективная площадь для сбора фотонов (4 м^2), нечувствительность к магнитному полю до 1,5 Тл, а также высокая радиационная стойкость до $1 \cdot 10^{12}$ нейтронов/см², такая нагрузка может быть достигнута в течение 10 лет работы детектора.

В результате был разработан 144-канальный многоанодный ГЛФД, состоящий из четырех чипов, имеющих по 6×6 пикселей с размерами каждого $4,9 \times 4,9$ мм (рис. 51, а). Общий размер ГЛФД составил 72×72 мм с эффек-

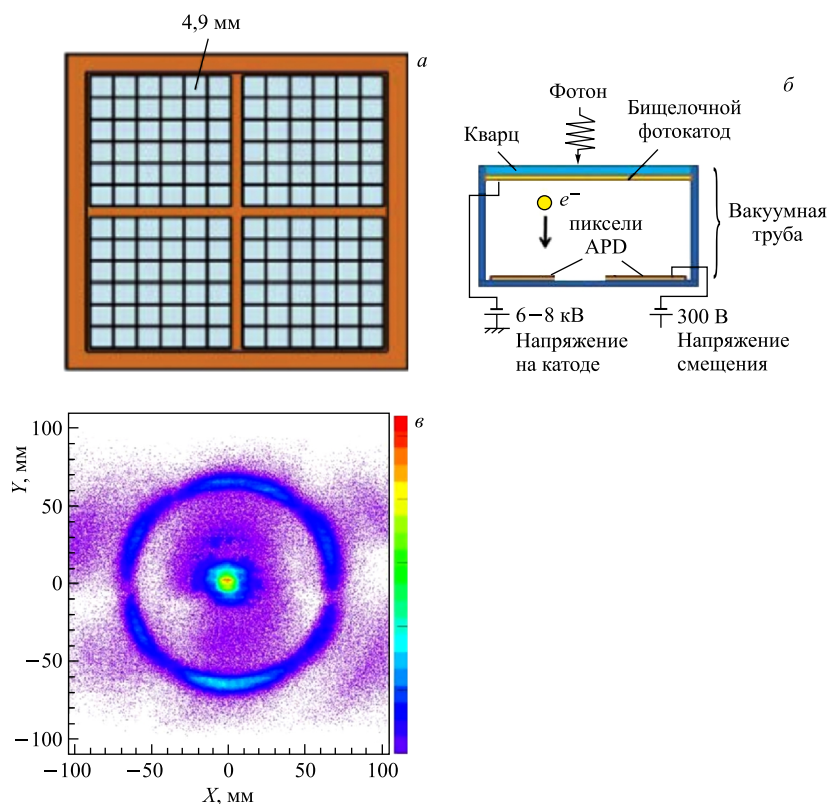


Рис. 51. Схематичное изображение ГЛФД (а), принципиальная схема работы ГЛФД (б) и наблюдаемое кольцо ЧИ (в) [38]

тивной площадью 65%. Фотоэлектроны, ускоряясь в поле порядка 10 кВ, создают в фотокатоде около 10^3 электронно-дырочных пар, которые в процессе развития ливней внутри фотокатода увеличиваются еще на фактор 20 (рис. 51, б). Общий коэффициент размножения электронов достигает приблизительно $5 \cdot 10^4$. Квантовая эффективность бищелочного фотокатода составила около 25%, а за счет использования улучшенного бищелочного фотокатода она была поднята до 32%. Среди достоинств ГЛФД следует отметить также простоту его изготовления, поскольку в детекторе не используются диоды [38].

Прототип RICH с матрицей из 2×3 таких ФД был испытан на электронном пучке КЕК с импульсом 2 ГэВ/с. Схема экспериментальной установки была приведена на рис. 38. Наблюдалось четкое кольцо ЧИ (рис. 51, в). Из углового распределения одиночного электрона следовало, что его угловое

разрешение 13,5 мрад и количество электронов на трек 15,3. Этому соответствует разделение π/K на уровне $6,6\sigma$ при импульсе 4 ГэВ/с.

Количество каналов считывания ГЛФД достигает порядка 10^5 . Поскольку ГЛФД обладают более низким сбором фотонов по сравнению с вакуумными ФД, то для регистрации сигналов единичного фотона ГЛФД требовалась электроника с высоким коэффициентом сбора и низким шумом. Для этого была разработана специальная электроника ASIC (Application Specific Integrated Circuit) на интегральных схемах.

На рис. 52 приведено распределение единичных фотонов. Видно четкое разделение пьедестала и трех фотоэлектронов. Соотношение между сигналом и фоном составило 16,4 [38].

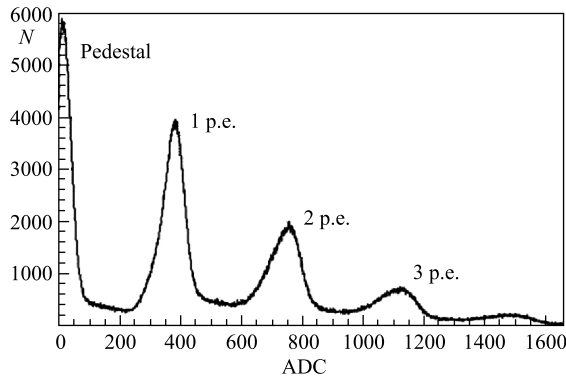


Рис. 52. Распределение единичных фотонов [38]

Исследование влияния магнитного поля на пространственную картину проводилось в поле 1,5 Тл и без него. Пространственное разрешение составило 5 мм по всей поверхности ГЛФД в поле 1,5 Тл.

Радиационная стойкость ГЛФД проверялась облучением нейтронами от реактора с суммарной дозой $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, при этом квантовая эффективность осталась такой же, как и до облучения.

2.3. ФД с микроканальными пластинами (ФД МКП). Составной частью ФД МКП являются одна или несколько микроканальных пластин толщиной порядка 2 мм с множеством отверстий диаметром около 10 мкм и длинами каналов порядка 400 мкм. На рис. 53, а приведена принципиальная схема развития электронной лавины в канале ФД МКП. Фотон ЧИ вырывает из внутренней стенки канала электрон, который, двигаясь в сильном электрическом поле, порождает электронную лавину. Коэффициент усиления (светосбор) достигает порядка 10^6 для двухкаскадного детектора. Детектор является быстродействующим, фронт нарастания составляет 500 пс, а транзитное время < 50 пс.

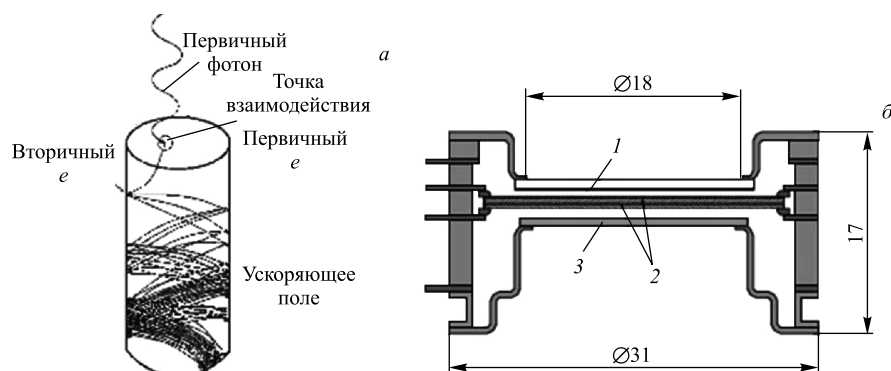


Рис. 53. Принципиальная схема развития электронной лавины в канале ФД (а) и схема двухкаскадного ФД (б) [49]: 1 — фотокатод; 2 — микроканальная пластина; 3 — анод. Размеры даны в мм

На рис. 53, б приведена схема двухкаскадного ФД МКП, изготовленного новосибирской группой [49]. ФД, являясь компактным, имел мультищелочной фотокатод диаметром 18 мм с боросиликатным окном, каналы диаметром 8 мкм. Он обладал высоким сбором 10^6 при напряжениях 2,1–2,6 кВ, с хорошим транзитным временем 35 пс, узким одноэлектронным пиком. Квантовая эффективность ФД составила 21–26 % при $\lambda = 500\text{--}850$ нм. Еще одним достоинством ФД является его способность работать в сильных магнитных полях до 2 Тл.

В дальнейшем были изготовлены ФД МКП с еще меньшими диаметрами отверстий в каналах, достигавшими 6 мкм, и с увеличенным зазором между фотокатодом и первой пластиной. Это позволило уменьшить влияние магнитного поля.

Одной из главных проблем ФД МКП является ограниченное время жизни фотокатода из-за существования обратной ионной связи. Для уменьшения этой связи на первую пластину было нанесено Al_2O_3 -покрытие толщиной 5 нм, но при этом надо иметь в виду, что уменьшается сбор.

Характеристики детектора сильно зависят от диаметра отверстий в пластине, что показали исследования, проведенные на четырех ФД, R3809U-50-11X, BINP-MCP, НРК R3809U-50-25X, Burle 85001-501 [50] с диаметрами соответственно $\phi = 6, 8, 10$ и 25 мкм, из которых BINP-MCP изготовлен новосибирской группой, а три других — фирмами Hamamatsu и Photonis (для упрощения записи ниже эти ФД будут называться соответственно диаметрам их отверстий как НРК6, BINP8, НРК10 и Burle25. Все они двухкаскадные с одним анодом кроме четвертого, у которого четыре анода. Исследования проводились при напряжениях $V = 1,8\text{--}2,6$ кВ и в маг-

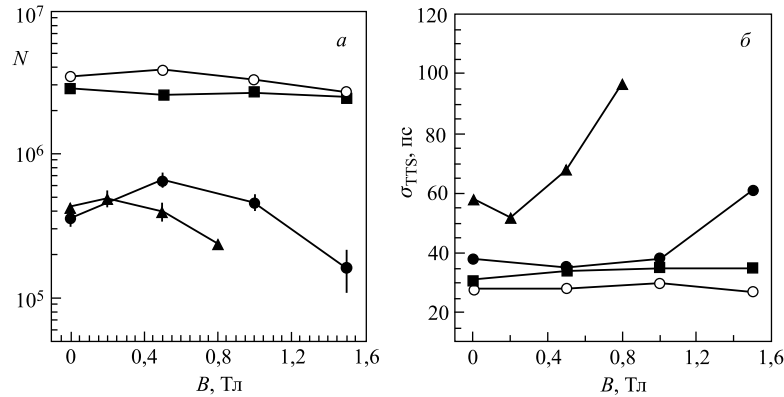


Рис. 54. Зависимость сбора N (а) и транзитного времени σ_{TTS} (б) единичного фотона от индукции магнитного поля B . (Светлые кружки — НРК6, квадраты — BINP8, темные кружки — НРК10 и треугольники — Burle25) [50]

нитном поле ($B = 0-2$ Тл), направленном параллельно оси детекторов [50]. Сбор и транзитное время для всех четырех ФД в зависимости от магнитного поля приведены на рис. 54, а и б.

Для ФД с $\phi = 6$ мкм сбор превышает 10^6 , а транзитное время порядка 30 пс во всем диапазоне индукции магнитного поля $B = 0-1,5$ Тл. Близкие, но несколько худшие характеристики имели ФД с $\phi = 8$ мкм. Намного хуже эти показатели у ФД с $\phi = 10$ и 25 мкм, при этом они отражают сильную зависимость от магнитного поля. Транзитное время у ФД с $\phi = 10$ мкм при $B = 1,5$ Тл равно 60 пс, а у ФД с $\phi = 25$ мкм при $B = 0,8$ Тл — 100 пс.

Сбор и временное разрешение также исследовались в зависимости от величины магнитного поля и его ориентации относительно оси детектора на примере ФД BINP [49]. При $B = 2,0$ Тл и малых углах ($0-15^\circ$) сбор падает до 30%, а при $\phi = 45^\circ$ — почти в 10 раз. Однако поднятием напряжения можно восстановить величину сбора (рис. 55, а и б).

Временное разрешение σ_t одиночного фотона для ФД с $\phi = 25$ и 6 мкм оказалось равным 49 и 27 пс соответственно (рис. 56, а и б). В эти величины вносят свой вклад электроника, осциллограф и лазерный источник, с помощью которых измерялось время. Вклады их, как показали независимые измерения, составили по 5–6 пс от электроники и осциллографа и 14 пс от лазерного источника. Без учета этих вкладов σ_t BINP6 составило около 20 пс [51].

Временные характеристики ФД с МКП были исследованы также в ряде экспериментов, выполненных в FNAL/SLAC. Об этом подробнее в подразд. 3.2.

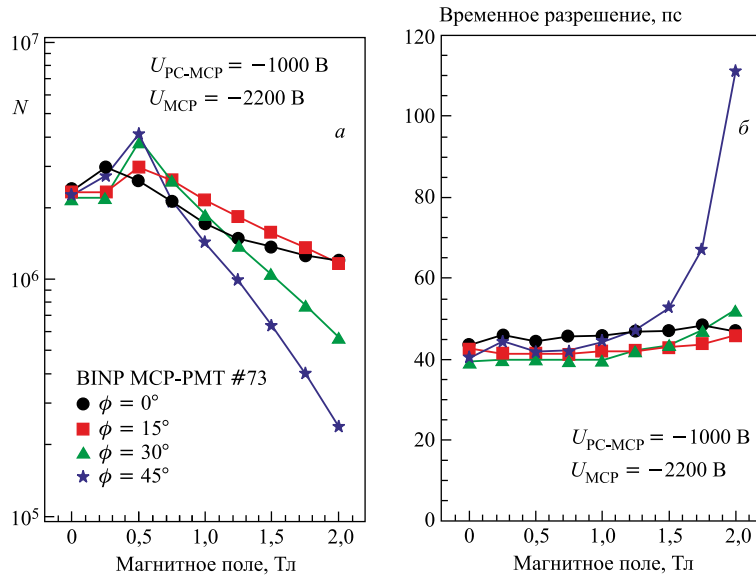


Рис. 55. Зависимость сбора N (а) и временного разрешения σ_t (б) от индукции магнитного поля B при разных углах ориентации детектора относительно направления магнитного поля [51]

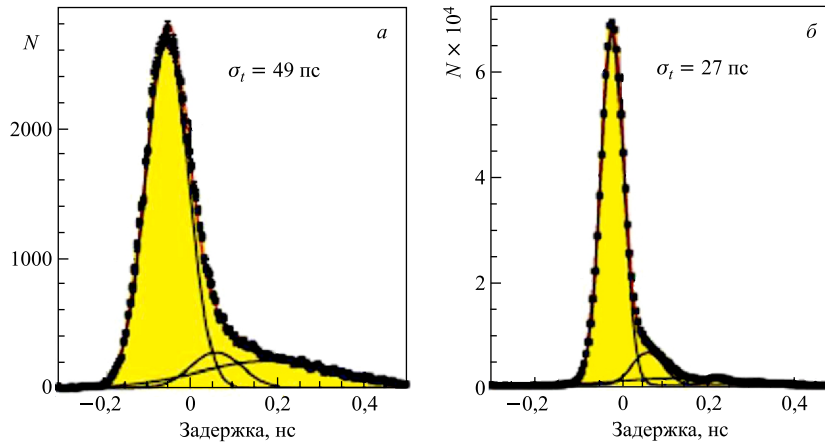


Рис. 56. Временное разрешение ФД с диаметрами отверстий каналов $\phi = 25$ мкм (а) и 6 мкм (б) [51]

2.4. Гейгеровские ливневые ФД (ЛФД-г). ЛФД-г — это новый тип твердотельных ФД, работающих в ограниченном гейгеровском режиме. Они обладают высоким сбором (около 10^6), высокой квантовой эффективностью (до

65% в максимуме), хорошим временным разрешением < 100 пс, низким рабочим напряжением (10–100 В), не чувствительны к магнитному полю. Благодаря этим качествам, а также простоте их изготовления и использования они в настоящее время весьма востребованы. Среди недостатков следует отметить очень большой темновой ток (10^6 Гц/мм²), довольно малые размеры (1 × 1 мм) и сильную зависимость от температуры и напряжения смещения.

На рис. 57, а приведена принципиальная схема ливневого фотодиода, используемого на электромагнитном калориметре спектрометра CMS LHC [52]. Фотоны в p -слое генерируют электрон-дырочные пары, электроны которых,

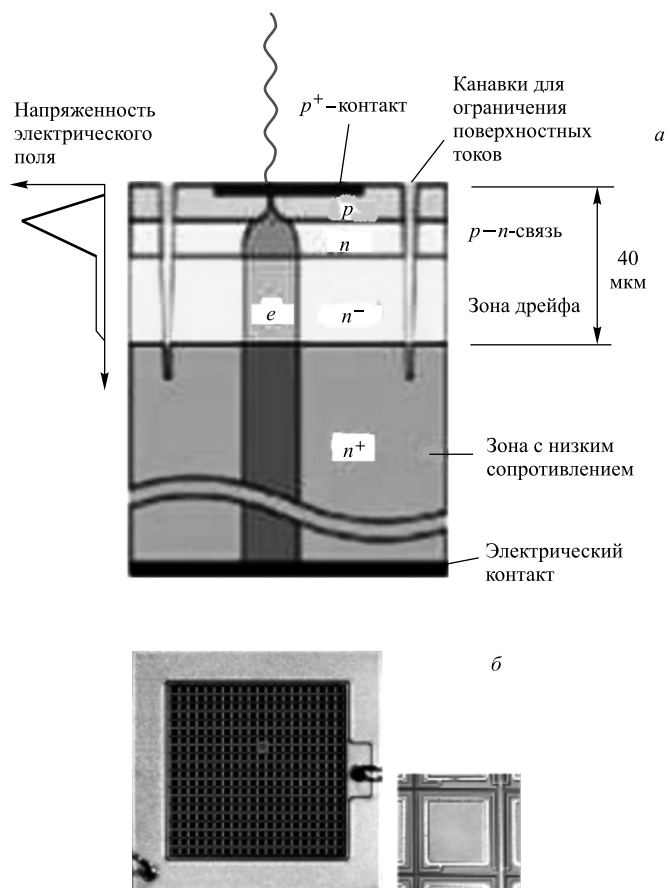


Рис. 57. а) Структура ливневого фотодиода, используемого на CMS LHC [52]. б) Фотография ЛФД-г размером 1 мм², состоящего из 400 микроячеек [52]

дрейфуя через возрастающее поле, порождают, в свою очередь, новые пары и т.д. В результате происходит лавинное размножение носителей зарядов. Процесс размножения сильно зависит от напряжения, и при достижении определенной величины осуществляется переход в гейгеровский режим.

На рис. 57, б приведена фотография ЛФД-г размером 1 мм^2 , состоящего из 400 микроячеек [52], выполненных на общей подложке. Выходной сигнал представляет собой сумму сигналов со всех сработавших ячеек.

Исследование возможности использования ЛФД-г в RICH-детекторах впервые было проведено на экспериментальной установке, содержащей квазифокусирующий RICH-детектор с аэрогелевым радиатором с $n = 1,03$ и толщиной 1 см и 64 ЛФД-г (8×8 матрица) Hamamatsu MPPC10362-11-100P [53]. Установка облучалась $120 \text{ ГэВ}/c$ пионным пучком в ЦЕРН. Фотодетекторы группировались в пэды по четыре штуки размером $5,08 \times 5,08 \text{ мм}$.

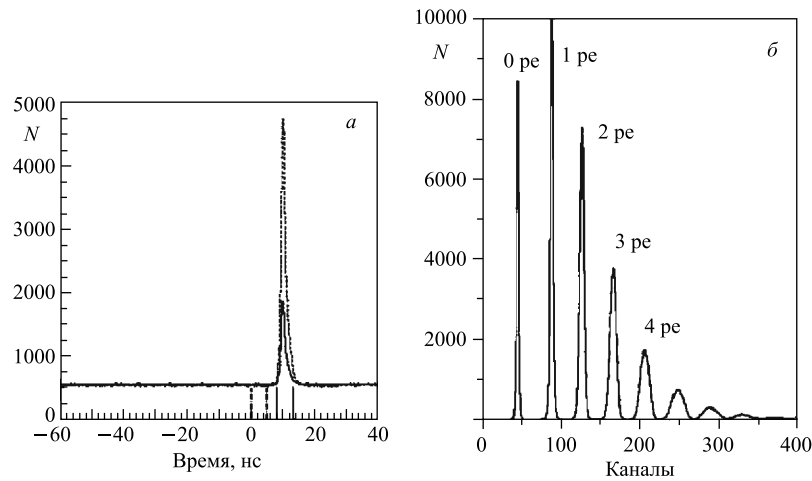


Рис. 58. Временной спектр от ЛФД-г со светосборником (пунктирная кривая) и без него (сплошная) [53] (а) и амплитудные спектры одиночных фотонов [54] (б)

При размере эффективной области ячейки ЛФД-г 1 мм^2 геометрически полезный акцептанс составил всего 15,5%. Был изготовлен и применен специальный светосборник в виде усеченной пирамиды, которая позволила значительно повысить соотношение сигнал–шум и светосбор в индивидуальной ячейке. При этом количество шумовых сигналов не менялось (рис. 58, а). Пунктирной линией на рисунке показано временное распределение, полученное при использовании световодов, а сплошной — без световодов [53].

Результаты исследования указали на некоторые расхождения в количестве зарегистрированных (1,6) и ожидаемых (2,3) фотонов на кольцо ЧИ, а также в величине отношения светосбора с и без светосборника K — 2,3 (измеренная) и 3,5 (ожидаемая). Авторы [53] планируют повысить выход фотонов ЧИ

в пять раз за счет увеличения толщины аэрогеля до 3 см, использования аэрогеля с $n = 1,05$ и улучшения качества изготовления светосборника и считают, что аэрогельный квазифокусирующий RICH с ЛФД-г может использоваться в спектрометре Belle-2. Увеличить величину K можно за счет выбора довольно узкого временного интервала фотонов ЧИ (см. рис. 58, *a*).

ЛФД-г обладают очень хорошим амплитудным разрешением. На рис. 58, *б* приведены амплитудные спектры одиночных фотонов, полученные от светодиодов очень низкой интенсивности [52]. Видно четкое разделение до четырех электронных пиков, что свидетельствует о незначительном вкладе шумов электроники, который с учетом пьедестала составил менее 0,1 электрона. Это значит, что основной вклад в шумы вносит темновой ток, при комнатной температуре это около 2 МГц, а при температуре жидкого азота несколько кГц.

ЛФД-г показывают хорошие временные свойства. На рис. 59 приведено временное распределение, полученное от очень быстрого лазерного диода с $\lambda = 670$ нм со световым импульсом ($\Gamma = 40$ пс — полная ширина на половине высоты). Если из величины $\Gamma = 123$ пс, приведенной на рисунке, исключить вклады от электроники и лазера, которые составляют по 40 пс, то временное разрешение для одиночного фотона составит около 42 пс [54].

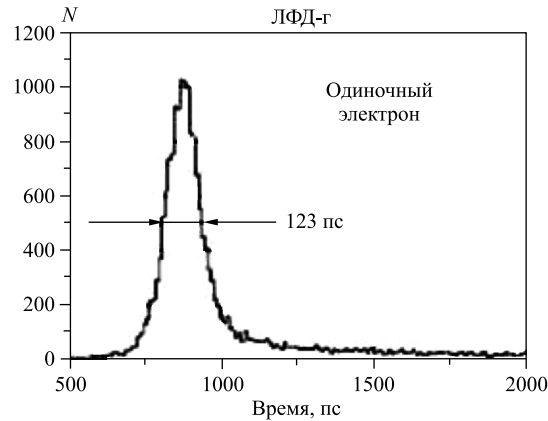


Рис. 59. Временное разрешение одиночного фотона [54]

Несмотря на определенные трудности и недостатки, интерес к ЛФД-г только возрастает — планируется массовое использование их в эксперименте T2K (порядка 60 тыс. детекторов), а также на калориметре ИС (порядка 10 тыс. детекторов) [55]. Проводятся разносторонние исследования ЛФД-г во многих научных центрах для повышения их эффективности, увеличения размеров, уменьшения шумов и т. д. [56]. Изготовлены и прошли успешные испытания ЛФД-г с размерами 3×3 мм.

2.5. Газовые фотодетекторы*. Фотоэлектроны в определенных газовых средах под действием высокого электрического поля могут порождать ливни. Однако большинство газов имеет потенциал ионизации $E > 10$ эВ, поэтому чаще всего используют два газа: ТМАЕ (тетрадиметиламин этилен) и ТЕА (триэтиламин), потенциалы ионизации которых составляют 5,3 и 7,5 эВ соответственно. Области чувствительности находятся в зоне вакуумного ультрафиолета: ТЕА — 140–160 нм, а ТМАЕ — 150–200 нм, поэтому детектировать их фотоны не так просто. Так, ТМАЕ используется с фотокатодом из кварца и CsI, а ТЕА — с CaF_2 LiF, NaF и MgF_2 . Квантовая эффективность ТМАЕ $> 35\%$ во всей области чувствительности, а ТЕА около 30% в максимуме области чувствительности. ФД на основе ТМАЕ и ТЕА обладают умеренным фотовыходом в области вблизи ультрафиолета, могут обеспечивать сбор фотонов с больших площадей с хорошим пространственным разрешением и работать в сильных магнитных полях. Однако работа с ними сопряжена с большими трудностями. Оба газа химически очень активны, поэтому требуется высокая чистота газов и других материалов, используемых в ФД. Например, для поддержания рабочего состояния ТМАЕ необходимо, чтобы содержание в нем O_2 не превышало 10^{-6} .

Оба газа работают в комбинации с многопроволочными пропорциональными камерами с педовой структурой съема информации.

В заключение раздела приведем две таблицы — в табл. 7 даны характеристики фотокатодов и материалов окон ФД, обычно используемых в вакуумных ФД [57], а в табл. 8 — сравнительные характеристики некоторых фотодетекторов [57].

Таблица 7. Характеристики фотокатодов и материалов окон, обычно используемых в вакуумных ФД [57]

Материал фотокатода	λ , нм	Материал окна	ε_Q (λ , нм) в пике
CsI	115–200	MgF_2	0,15 (135)
CsTe	115–240	MgF_2	0,18 (210)
Бищелочной	300–650	Боросиликатный	0,27 (390)
	160–650	кварц	0,27 (390)
Мультищелочной	300–850	Боросиликатный	0,20 (360)
	160–850	кварц	0,23 (280)
GaAs(Cs)*	160–930	Кварц	0,23 (280)
GaAsP(Cs)	300–750	Боросиликатный	0,42 (560)

* В отражательной моде.

*См. также в разд. 4.

Таблица 8. Сравнительные характеристики некоторых современных детекторов [58]

Детектор	Достоинства	Недостатки
МКРП*	$t_p \approx 10$ пс (24 зазорные). Очень большие размеры, очень дешевые	Загрузки заряженных частиц порядка 1 кГц/см^2
ФД МКП	$t_p < 5$ пс для времяпролетных измерений; $\sigma_{\text{TTS}} \approx 10\text{--}30$ пс; работают в магнитных полях	Очень дороги, ограниченный срок службы
ЛФД-г	$t_p < 15$ пс для времяпролетных измерений; чувствительны к очень слабым световым импульсам; малая потребляемая энергия; $\sigma_{\text{TTS}} \approx 17\text{--}100$ пс; не чувствительны к магнитному полю; относительно дешевы	Очень чувствительны к изменению смещения U и температуры
ГЛФД	$\sigma_{\text{TTS}} < 100$ пс; не чувствительны к магнитному полю	Пока недоступны; полный сбор только $10^4\text{--}10^5$; шумы
Дрейфовая камера с подсчетом кластеров	Улучшает разделение частиц на фактор до 2 по сравнению с классическими dE/dx	Очень сложный анализ данных; концентрация смеси $\text{He}/i\text{C}_4\text{F}_{10}$ должна строго поддерживаться

*МКРП — многозазорные камеры из резистивных пластин (см. п. 3.3). Отметим, что такое временное разрешение МКРП приводится в [58] со ссылкой на приватное сообщение, а в опубликованных данных оно составляет около 50 пс.

3. ДЕТЕКТОРЫ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА (ТОФ)

Современные достижения в создании ФД с микроканальными пластинами с временными разрешениями ≤ 10 пс позволяют идентифицировать заряженные частицы π^- , K -мезоны в области импульсов до $4 \text{ ГэВ}/c$, используя их время пролета t определенного расстояния в детекторе L . Зная время пролета частицы, можно вычислить ее массу по формуле

$$m = \frac{P}{c} \sqrt{\left(\frac{c^2 t^2}{L^2}\right) - 1}, \quad (19)$$

а точность определения массы зависит от точности измерения P , L и t . Обычно P и L измеряются с помощью трековых систем с хорошей точностью ($\sigma_P/P \approx 1\%$, $\sigma_L/L \approx 10^{-3}$), поэтому основной вклад в ошибки определения массы вносят измерения времени.

Временное различие между π - и K -мезонами с импульсами 2 и 4 ГэВ/с при длине их полета $L = 2$ м составляет примерно 180 и 45 пс соответственно. Поэтому для разделения их по времени на уровне 4σ , например, при 4 ГэВ/с необходимо временное разрешение порядка 10 пс.

Так как $t = L/v = LE/Pc^2$, то разность времен прохождения расстояния L двух частиц с одинаковыми импульсами P и энергиями E_1 и E_2 равна

$$t_1 - t_2 = \frac{L(E_1 - E_2)}{Pc^2} = \frac{L}{Pc^2} \left(\sqrt{P^2 + m_1^2} - \sqrt{P^2 + m_2^2} \right), \quad (20)$$

а при $E \gg m$ $t_1 - t_2 \approx L(m_1^2 - m_2^2)/2cP^2$ и разделяющая способность n_σ между частицами с массами m_1 и m_2 равна

$$n_\sigma = \left(\frac{L}{2P^2c} \right) \frac{m_1^2 - m_2^2}{\sigma_t}, \quad (21)$$

где σ_t — временное разрешение.

Поскольку эффективность разделения частиц сильно падает с увеличением их импульсов, а временное разрешение поднимать за счет увеличения размеров детектора в современных спектрометрических комплексах практически невозможно, то единственный путь для этого — уменьшать временное разрешение. Исследованием этой проблемы в последние годы занимались во многих научных центрах.

3.1. Времяпролетная техника Belle. Традиционно для проведения времяпролетных измерений использовались сцинтилляторы с вакуумными ФД с временным разрешением порядка 100 пс, а разделение π/K -мезонов удавалось проводить до импульсов около 1 ГэВ/с. Чтобы продвинуться в область более высоких энергий, необходимо пользоваться более быстрыми детекторами. Для этой цели рассматривались RICH-детекторы с ФД с МКП и ЛФД-г и многозакорные камеры с резистивными пластинами.

При прохождении фотона через кварцевое окно ФД рождается большое количество фотонов ЧИ, которые конвертируются на катоде в фотоэлектроны, что происходит практически мгновенно (≈ 1 пс) по сравнению с временами люминесценций в сцинтилляционных счетчиках (≈ 2 нс). Если транзитное время для одиночного фотона в таком ФД достигает порядка 30 пс, то при числе зарегистрированных фотоэлектронов около 10 временное разрешение составляет 10 пс. Это позволяет разделять π/K при 4 ГэВ/с на уровне 4σ при длине полета 2 м.

Возможность реализации такой идеи была проверена на ФД НРК10 и НРК6 с диаметрами канавок пластин 10 и 6 мкм и толщиной кварцевого окна 3 мм. На рис. 60 показана схема экспериментальной установки, на которой было исследовано временное разрешение этих ФД. Для одиночных фотонов транзитное время оказалось равным 40 и 30 пс [59].

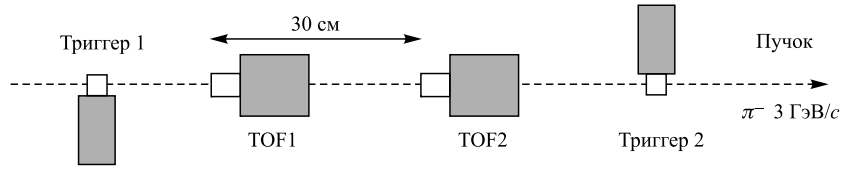


Рис. 60. Схема экспериментальной установки для измерения временного разрешения [59]

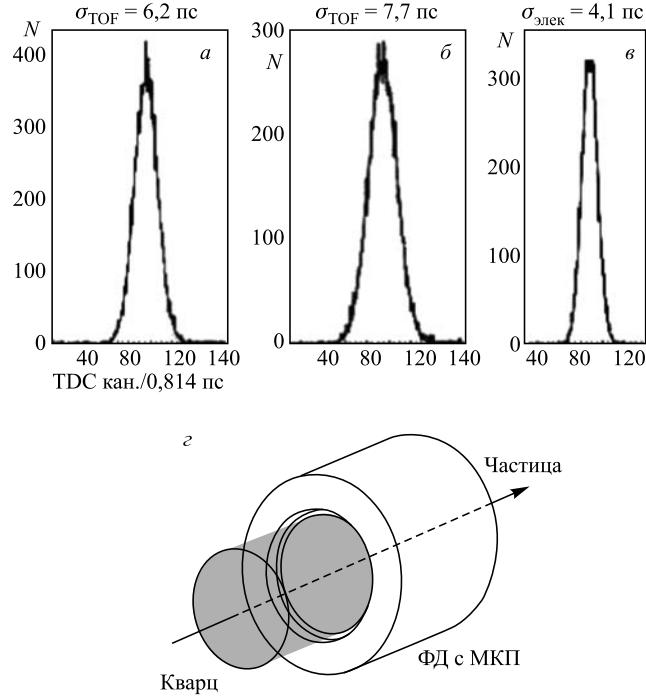


Рис. 61. Временное разрешение одиночных фотонов, полученное с помощью НРК6 с кварцевым стеклом (а), без кварцевого стекла (б) и временное разрешение электроники (в) и схема TOF-детектора с кварцевым радиатором (г) [59]

Для увеличения числа фотонов непосредственно перед окном ФД устанавливались кварцевые стекла, толщина которых L менялась от 10 до 40 мм. При использовании считывающей электроники с высоким временным разрешением порядка 4 пс временное разрешение для НРК6 с кварцевым стеклом толщиной 10 мм составило 6,2 пс, а без него — 7,7 пс, а вклад электроники во временное разрешение НРК6 с кварцевым стеклом с $L = 10$ мм составил 4,1 пс (рис. 61). Таким образом, чистое временное разрешение НРК6 с кварцевым стеклом с $L = 10$ мм (без вклада электроники) составило 4,7 пс.

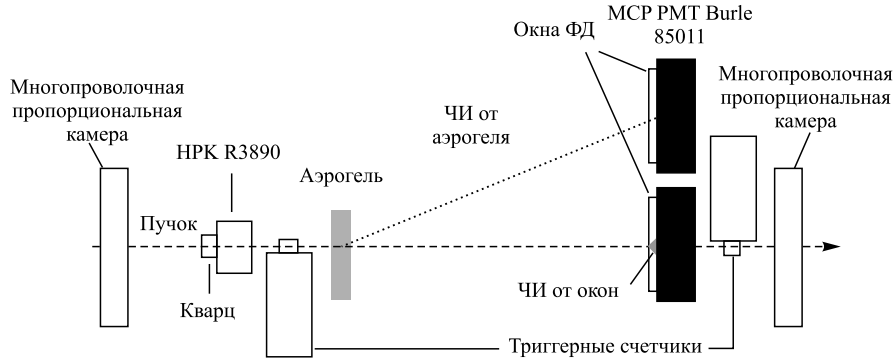


Рис. 62. Экспериментальная установка для проведения времяпролетных измерений [60]

Исследование возможности идентификации частиц по времени их пролета было проведено на пучке π -мезонов и протонов с импульсами 2 ГэВ/с канала $\pi 2$ КЕК-PS на установке, включающей в себя квазифокусирующий ЧС с аэрогельным радиатором [60] (рис. 62).

Измерялось время прохождения фотонов от аэрогеля и кварцевого окна ФД до фотодетекторов с микроканальными пластинами 85011 фирмы Burle с 8×8 каналами и пэдами размером 6×6 мм. Стартовый сигнал задается НРК R 3890, расположенным на расстоянии 65 см от ФД Burle 85011, а стоповый сигнал от ФД Burle 85011.

На рис. 63 приведены распределения по времени пролета одиночных фотонов от аэрогеля (рис. а) и фотонов от окна ФД до ФД для 2 ГэВ/с пионов и протонов (рис. б). Фитирование распределений показало, что временное раз-

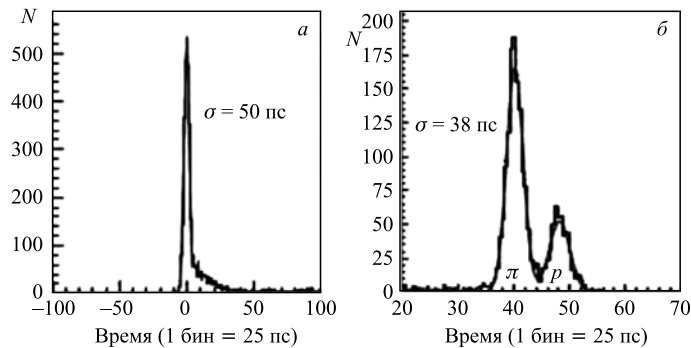


Рис. 63. Распределения по времени пролета одиночных фотонов от аэрогеля (а) и от окна ФД (б) [60]

решение для одиночного фотона первого спектра 50 пс, что при 10 фотонах на трек дает временное разрешение порядка 20 пс.

Из рис. 63, б видно, что π -мезоны с временным разрешением 38 пс четко отделяются от протонов. Это даже при таком компактном расположении детекторов, а в реальном эксперименте, когда типичные расстояния в спектрометре составят около 2 м, ситуация будет намного лучше. В частности, π -мезоны от K -мезонов будут отделяться на уровне 6σ при 2 ГэВ/с, а K -мезоны от протонов на уровне $3,5\sigma$ при 4 ГэВ/с.

3.2. Времяпролетные измерения в FNAL/SLAC. В эксперименте [59] впервые было показано, что для получения высокого временного разрешения с ФД МКП кроме детектора, связанного с быстрой электроникой, необходимо иметь радиатор, в котором рождается большое количество фотонов ЧИ. Этот эксперимент проводился при высоких значениях сбора порядка 10^6 , что позволяло достигать прекрасного временного разрешения даже при малых толщинах радиатора. В дальнейшем такие эксперименты были проведены также на пучках в FNAL/SLAC.

В работе [61] исследовались временные характеристики ФД с МКП с использованием двух одинаковых ФД типа Burle Photonis с диаметрами отверстий 10 мкм. В качестве источника световых сигналов применяли лазер. Было достигнуто временное разрешение одного детектора 7,2 пс при $N_{pe} = 100$ и 5,0 пс при $N_{pe} = 250$. Если исключить вклад электроники, который авторами оценивается в 3,4 пс, то временное разрешение ФД составит 4,5 пс.

Времяпролетные измерения в FNAL/SLAC были проведены на ФД Photonic-10 и Photonis-25 [62] и Photek-240 [63], при этом ФД вместе с радиатором помещались непосредственно на пучке. Эти эксперименты в отличие от эксперимента [59] проводились при малых сборах, так как при больших интенсивностях, ожидаемых в e^+e^- -взаимодействиях на Super B, возрастет фон от γ -квантов, который будет порождать фоновые фотоэлектроны в радиаторе. Чтобы уменьшение сбора не ухудшало временное разрешение, в экспериментах использовали радиаторы или ФД с окнами большей толщины. Для корректного измерения времени старт-стоп использовали одинаковые ФД.

На рис. 64 представлены зависимости временного разрешения от длины радиатора при высоких сборах (рис. а) и малых сборах (рис. б). Результаты сравниваются с расчетами, проведенными в предположении, что транзитное время приблизительно равно 32 пс в случае а и 120 пс в случае б [61]. Временное разрешение сильно падает с уменьшением толщины радиатора особенно в области меньше 10 мм. Зависимость временного разрешения от сбора также существенна. Измеренное значение временного разрешения ФД в случае а при $L \approx 12$ мм составляет около 6 пс, тогда как в случае б — 12 пс.

В табл. 9 приведены величины временного разрешения, полученные на разных ФД с микроканальными пластинами в экспериментах, проведенных

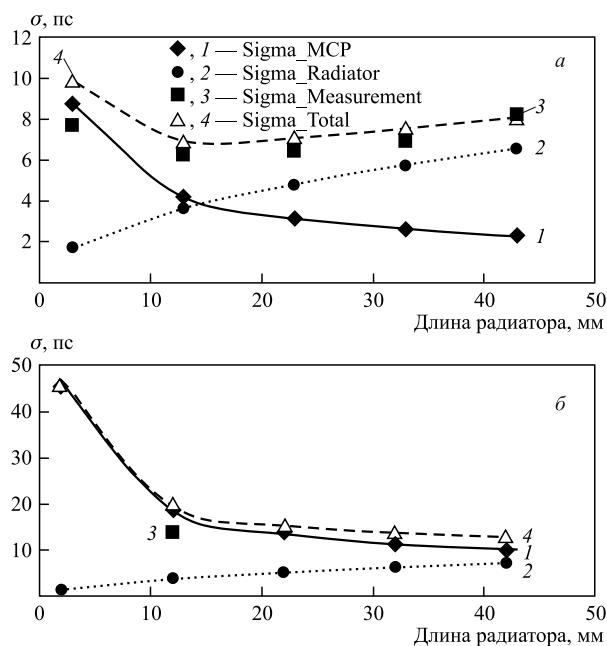


Рис. 64. Зависимость временного разрешения от длины радиатора L [58]: при высоких сборах (а) и малых сборах (б), где временное разрешение: 1 — фотодетектора; 2 — радиатора; 3 — измеренное; 4 — суммарное [61]

Таблица 9. Временное разрешение разных ФД с микроканальными отверстиями, полученное в экспериментах, в которых радиатор и окно ФД находились на пучке [59, 62–64]

ФД	Количество анодов	Сбор	Диаметр отверстий, мкм	Толщина окна, мм	Длина радиатора, мм	Число фото-электронов	Временное разрешение, пс
НРК-6	1	$\sim 10^6$	6	3	10	~ 80	$\sim 6,2$ [59]
Photonis-10	64	$\sim 2 \cdot 10^4$	10	2	10	~ 35	$\sim 14,0$ [62]
Photonis-25	64	$\sim 10^6$	25	2	6	~ 30	$\sim 13,9$ [62]
Photek-240	1	$\sim 10^6$	10	9,6	0	70–80	$\sim 7,7$ [63]
Photek-210	1	$\sim 10^6$	3,2	5,6	0	45–50	~ 12 [63]
Photonis-25	64	$\sim 10^6$	25	2	0	~ 15	~ 37 [64]

на пучках [58]. Во всех экспериментах радиатор и ФД располагались непосредственно на пучке.

Наихудшее временное разрешение показывает ФД Photonis-25, у которого имелось окно толщиной 2 мм и не было радиатора перед окном. Во всех других случаях временное разрешение при наличии радиатора и окна

с толщиной 2 и более миллиметров достаточно хорошее (меньше 14 пс), а для НРК-6 с окном толщиной 3 мм и радиатором длиной 10 мм оно составило около 6,2 пс.

ФД с временными разрешениями менее 10 пс требуются во многих экспериментах. В частности, в экспериментах на ATLAS и CMS для измерений дифракционно-рассеянных протонов, образующихся в pp -взаимодействиях с целью поиска хиггс-бозонов, планируется разместить времяпролетные детекторы в непосредственной близости от пучка. При этом ФД с $\sigma_t < 10$ пс будут использоваться с кварцевыми радиаторами, имеющими специфические формы или газовые радиаторы C_4F_{10} . Эксперименты, проведенные в FNAL, при энергии 120 ГэВ с ФД Photech-240 показали $\sigma_t = 11,2$ пс [61].

3.3. Времяпролетный детектор ALICE (ВПД). Для ВПД спектрометра ALICE используются многозачорные камеры из резистивных пластин (МКРП), установленные в два ряда по пять штук. Толщина пластин 0,4 мм, а зазор между ними, выставляемый с помощью нейлоновой лески, составляет 250 мкм (рис. 65). Объемное сопротивление пластины $2,4 \cdot 10^{12}$ Ом (см. [65]).

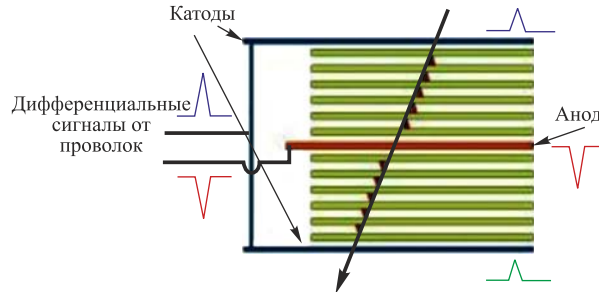


Рис. 65. Схема многозачорной камеры из резистивных пластин (МКРП) спектрометра ALICE [65]

При прохождении заряженной частицы в рабочем газе между пластинами под действием высокого электрического поля (около 10 кВ) образуются электронные ливни. Рабочий газ представляет собой смесь, состоящую из газовой смеси тетрафторбутан + гексафторитсер + изобутан ($C_2H_2F_4$ (90 %) + SF_6 (5 %) + $isoC_4F_{10}$ (5 %)). Эффективность регистрации в этой смеси выше, чем 99 %, а среднее временное разрешение составило < 50 пс (рис. 66) [65].

В ВПД ALICE в ее 18 секторах будет использоваться 91 герметично упакованная МКРП (1200×72 мм) с более чем 150 000 считывающими пэдами размером $2,5 \times 3,5$ см. ВПД просты в изготовлении, что позволило покрывать ими рекордно большие на сегодня площади, достигающие около 150 м².

Временное разрешение МКРП было измерено на космических частицах и составило 88,5 пс (рис. 67). Оно определяется стартовым временем σ_{t0}

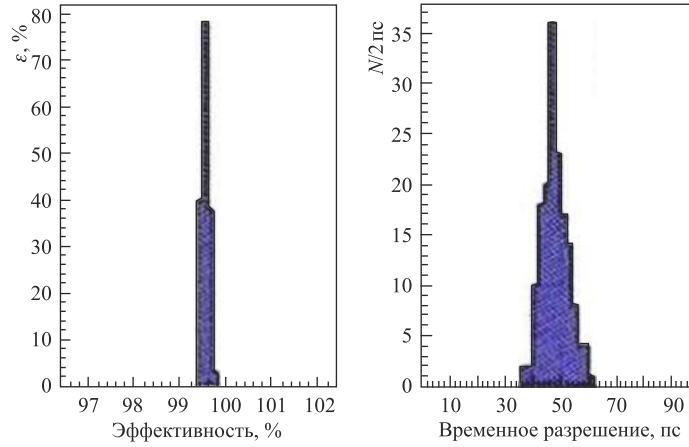


Рис. 66. Эффективность регистрации и временное разрешение МКРП [66]

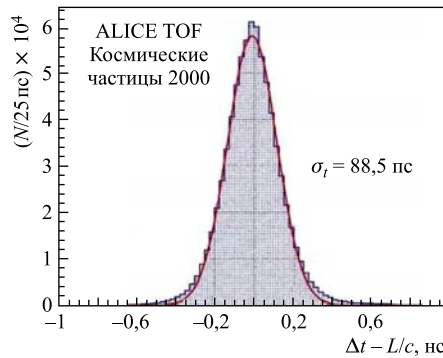


Рис. 67. Временное разрешение ВПД, измеренное на космических частицах [66]

и погрешностями детектора σ_{t1} , вносимыми транзитным временем и электроникой.

Недостатком ВПД является ее малая загрузочная способность $\approx 1 \text{ кГц/см}^2$, что делает пока невозможным его использование в экспериментах с высокими загрузочными способностями, такими как Super B, Belle-2, pp -дифракционные рассеяния на ЛНС.

На рис. 68 представлена зависимость скорости частиц (π , K , p , d и их античастиц), измеренной ВПД ALICE, от их импульсов, умноженных на заряд, измеренных трековой системой. Результаты были получены в pp -соударениях при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$. Видно четкое разделение этих частиц и их античастиц.

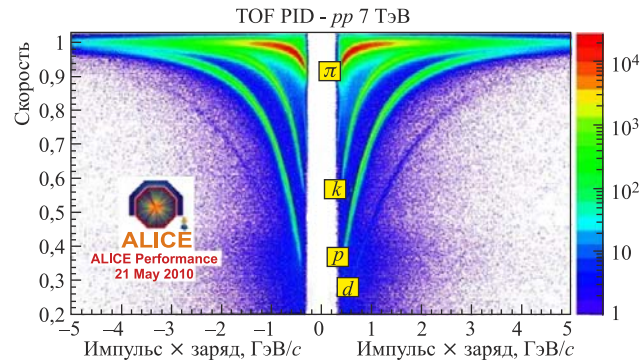


Рис. 68. Зависимость между импульсом, умноженным на заряд, и скоростью частиц, измеренными трековой системой и ВПД [66]

Отметим, что ВПД типа МКРП ALICE принята на спектрометре STAR RHIC [67]. Здесь будут использоваться шестизазорные пластины. Общая площадь, покрываемая МКРП, составит 64 м^2 . В качестве рабочего газа планируется использовать газовую смесь 95 % $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ и 5 % $i\text{-C}_4\text{F}_{10}$.

3.4. TORCH-детектор. В коллаборации LHCb исследовалась возможность расширения верхней границы для разделения частиц с помощью времяпролетной техники (TOF). Радиаторы C_4F_{10} и CF_4 , используемые в детекторе RICH1 и RICH2 LHCb, имеют пороговые импульсы K -мезонов 9,3 и 15,6 ГэВ/с и дают возможность разделять π/K до импульсов около 100 ГэВ/с на уровне 3σ . А положительная идентификация K -мезонов в интервале импульсов от 2 до 10 ГэВ/с при этом достигается за счет третьего радиатора — аэрогеля с $n \approx 1,03$. Однако в условиях работы LHCb при светимости порядка $2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ фоновые загрузки могут значительно затруднить разделение частиц, так как количество фотоэлектронов от аэрогеля ожидается на уровне 7.

В связи с этим рассматривались разные варианты использования TOF. Один из них связан с традиционным измерением времени пролета частицами определенного расстояния L . Пользуясь формулой (20), можно вычислить разность времен пролета этих частиц, для разделения которых на уровне 3σ потребуется временное разрешение σ_t на один фотон $< 90 \text{ пс}$, а на трек $< 12 \text{ пс}$ (если использовать ЧС с радиатором из кварца, дающим 50 фотоэлектронов).

Второй вариант использования TOF заключается в использовании TORCH-детектора [68], который представляет собой тонкую кварцевую пластину размером $10 \times 7440 \times 6120 \text{ мм}$, по торцам которой установлены фокусирующие цилиндрические зеркала и фотодетекторы (рис. 69).

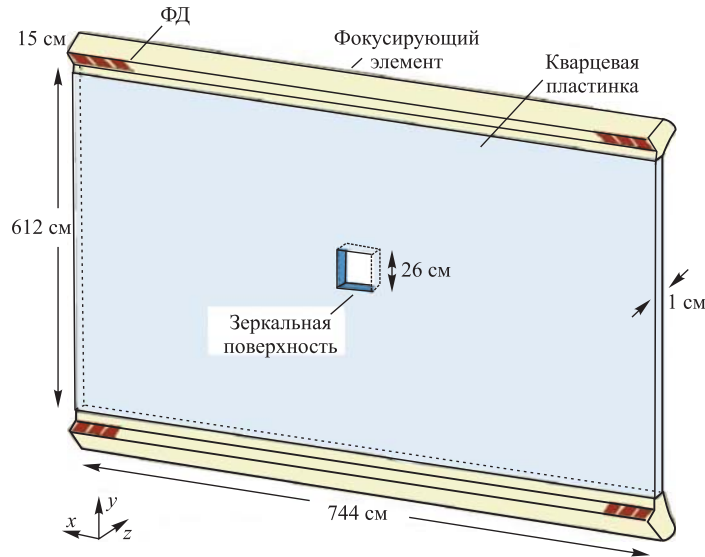


Рис. 69. Схематичное изображение TORCH-детектора [68]

В центральной части пластины имеется отверстие 26×26 см для прохождения пучка. Грани отверстия обладают зеркальным покрытием. Детектор располагается на расстоянии 12 м от точки взаимодействия. ЧИ проходящей через пластину заряженной частицы благодаря полному внутреннему отражению (как, например, в DIRC-детекторах проекта PANDA) попадают на фокусирующие зеркала, а затем на ФД (рис. 70). Измеряются время пролета частицей расстояния между точкой ее рождения и пластиной t_1 и время прохождения ЧИ по пластине до ФД t_2 .

Ключевым требованием для TORCH-детектора является временное разрешение ФД, не превышающее 90 пс. Такому условию удовлетворяет ФД с МКП. Выбор был остановлен на 1024-канальном XP85022 с массивом 32×32 пикселей, активная площадь которых составляет 53×53 мм.

$t_1 = L/c\sqrt{1 + (M/P)^2}$, а время t_2 определяется по формуле (15). Разность во времени пролета π - и K -мезонов при прохождении ими одного и того же расстояния L определяется по формуле (19). Для разделения этих частиц на уровне 3σ при $L = 10$ м требуется временное разрешение на трек $\sigma_t < 12,5$ пс.

Работоспособность детектора проверялась на событиях, моделированных для спектрометра ЛНСб при светимости $2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Через TORCH-детектор пропускались частицы из базы моделированных событий ЛНСб. Ча-

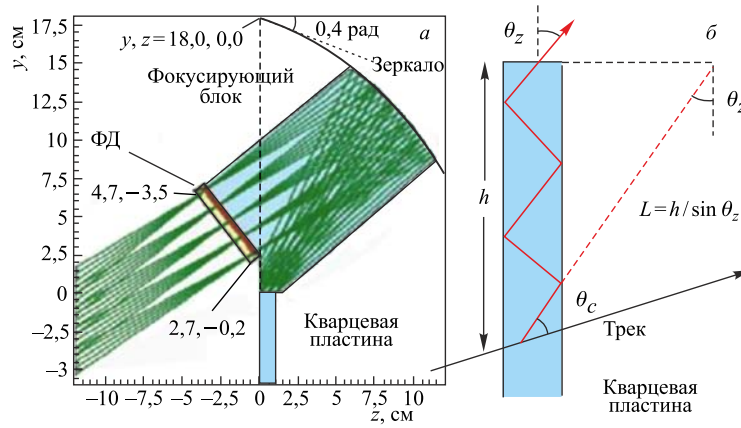


Рис. 70. Поперечный разрез фокусирующего элемента (а) и восстановление угла ЧИ (б) [68]

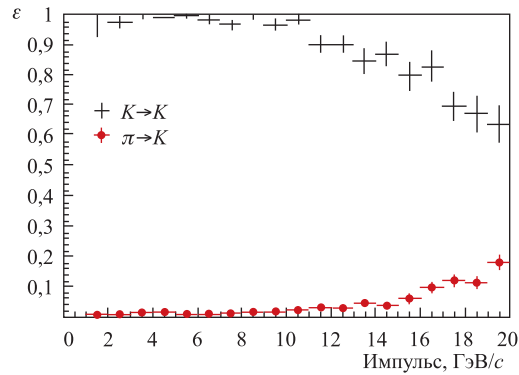


Рис. 71. Эффективность разделения ε K - и π -мезонов в зависимости от импульсов [68]

стицы, взятые из базы этих событий, пропускались через детектор с учетом их точек рождения, процесса распространения ЧИ в детекторе.

На рис. 71 приведены моделированные распределения по эффективности разделения π/K -мезонов, полученные при некоторых сильно упрощающих предположениях, это — точное измерение положения трека и импульса, точная экстраполяция треков через магнитное поле детектора, пренебрежимый шум электроники и др. При этих предположениях эффективность разделения K -мезонов с π -мезонами $> 95\%$ до импульсов 10 ГэВ/с и падает при больших импульсах, так как временное различие при этих импульсах между π/K становится пренебрежимым.

4. ДЕТЕКТОРЫ, ОСНОВАННЫЕ НА ИОНИЗАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ, — ВРЕМЯПРОЕКЦИОННЫЕ КАМЕРЫ (ВПК)

Средние ионизационные потери энергии для частиц с массой $m \gg m_e$ и зарядом 1 определяются формулой Бете–Блоха:

$$\frac{dE}{dx} = D_e \beta^{-2} n_e \left(\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right), \quad (22)$$

где $D_e = 2\pi r_e^2 m_e c^2$, n_e — число электронов атома в единице объема; r_e — классический радиус электрона; m_e — масса покоя электрона; I — средний потенциал ионизации; $\delta(\gamma)$ — фактор плотности.

Заряженная частица при прохождении через вещество теряет свою энергию на ионизацию и возбуждение благодаря неупругим кулоновским соударениям с электронами вещества. Этот процесс носит статистический характер как в числе выбитых электронов, так и в количестве потерянной энергии в каждом акте соударения.

В области низких энергий частицы хорошо разделяются, так как здесь энергетические потери значительны ($1/\beta^2$). В области $\beta\gamma \approx 4$ наблюдается широкий минимум энергетических потерь и практически здесь очень трудно разделять частицы. С дальнейшим ростом энергии потери энергии медленно растут пропорционально $\log(\beta\gamma)$ (релятивистский рост) и имеется слабая возможность разделения частиц на статистическом уровне, а при более высоких энергиях потери энергии из-за эффекта плотности достигают ферми-плата. Поэтому хорошее разделение π/K (K/p) возможно лишь в области до 450 МэВ/с (до 1 ГэВ/с).

Энергетические потери частиц носят статистический характер, а распределение их не является симметричным из-за высокоэнергетического хвоста, обусловленного δ -электронами. Поэтому при обработке экспериментальных распределений вырезают этот хвост, что составляет 20–40 % от всего спектра.

Энергетическое разрешение газовых детекторов σ_e описывается эмпирической формулой:

$$\sigma_e \propto N_R^{-(0,43-0,47)} (xP)^{-(0,32-0,36)}, \quad (23)$$

где N_R — число измерений на длине измеряемого слоя x (см), а P (атм) — давление газа.

Типичные величины $\sigma_e \approx 4,5-7,5\%$, а в ВПК РЕР $\sigma_e < 3\%$ при $P = 8,5$ атм [1]. Как видно из формулы (23), для хорошего разделения адронов в области релятивистского роста необходимы большие (протяженные) детекторы, разделенные на большое число слоев и работающие при высоких давлениях. Зависимость релятивистского роста от давления может

быть выражена формулой [1, 69]

$$\frac{E_{\max}}{E_{\min}} \approx 1,6xP^{-0,09}. \quad (24)$$

Для проведения ионизационных измерений в современных крупных установках широко используются времяпроекционные камеры. Они являются наиболее универсальными детекторами в физике элементарных частиц, поскольку восстанавливают трехмерное изображение трека и проводят ионизационные измерения. ВПК прекрасно подходят к экспериментам на коллайдерах LHC и RHIC, где рождается громадное количество вторичных частиц. Например, в центральных столкновениях ядер в условиях работы спектрометров ALICE и STAR рождается до десяти тысяч частиц.

ВПК спектрометров STAR [70] и ALICE [71] конструктивно мало чем отличаются друг от друга. Различие есть в размерах детекторов, количестве и размерах пэдов и в используемых газах.

В настоящее время самой крупной газовой времяпроекционной камерой является ВПК, используемая на установке ALICE [71], где реализованы идеи идентификации частиц, основанные на измерении ионизационных потерь. Она представляет собой цилиндрическую дрейфовую камеру объемом около 90 м^3 (диаметром 5 м и длиной 5 м), разделенную на две равные части посредством тонкой мембраны, служащей центральным электродом, на который подается напряжение 100 кВ. С помощью делителя напряжения внутри объема камеры создается аксиальное электрическое поле 400 В/см. Электроны, образованные заряженной частицей в объеме камеры, наполненной смесью газов Ne (85 %), CO_2 (10 %) и N_2 (5 %), дрейфуют в стороны торцов камеры, где установлены многопроволочные пропорциональные камеры (МПК) с пэдами размером $4 \times 7,5 \text{ мм}$ (рис. 72). Надежная работа ВПК в значительной степени зависит от стабильности температуры газовой системы ($< 0,1 \text{ К}$), для поддержания которой используется также газ CO_2 , заполняющий специальный кожух вокруг основной камеры (см. рис. 72).

Для подавления ионов обратной связи устанавливаются специальные охранные и запирающие сетки (ворота). Когда запускается триггер, ворота открываются, пропуская электроны, которые при дальнейшем продвижении через дрейфовую зону порождают лавины и наводят индуцированный заряд на пэдах. При закрывании ворот ионы лавины не проходят в зону дрейфа.

Траектория частицы определяется по положению центра тяжести регистрируемых сигналов (координаты X , Y) и измеренному времени пролета дрейфующих электронов (t). На рис. 73 приведены предварительные результаты измерений ионизационных потерь заряженных частиц (электронов, пионов, каонов, протонов, дейтронов, трития, а также их античастиц), полученные на LHC в pp -соударениях при энергии $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ на статистике

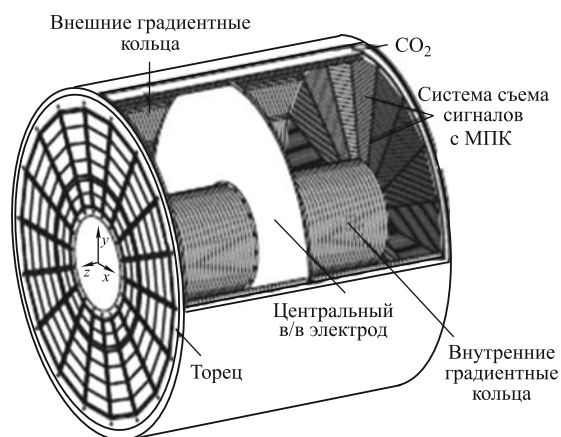


Рис. 72. 3D схематическое изображение корпуса времяпроекционной камеры (ВПК) спектрометра ALICE [65]

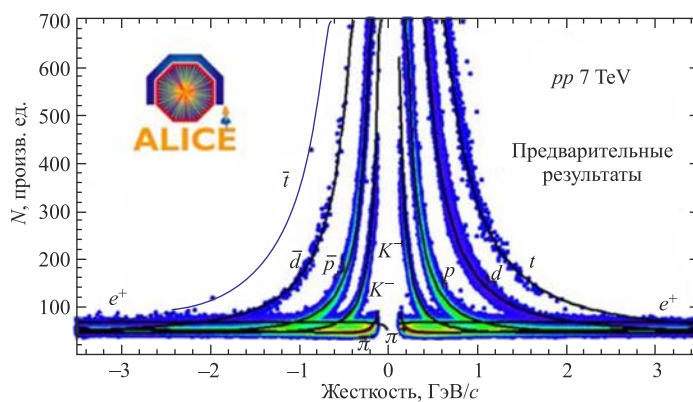


Рис. 73. Распределения восстановленных частиц по результатам ионизационных измерений в зависимости от их жесткости (импульсов/на заряд) [66]

$11 \cdot 10^6$ частиц. Кривые соответствуют расчетам по формуле Бете–Блоха. Как видно, экспериментальные данные хорошо ложатся на эти кривые.

Хорошим подтверждением правильности выбранной концепции для трековой системы ALICE является также впечатляющая картина разделения треков e , π , K , p , d от 10^6 событий, полученных в pp -соударениях при 900 ГэВ (рис. 74).

Несмотря на эти обнадеживающие результаты, есть ряд проблем, которые требуют пристального внимания — разрешение по энергии, дрейф электронов

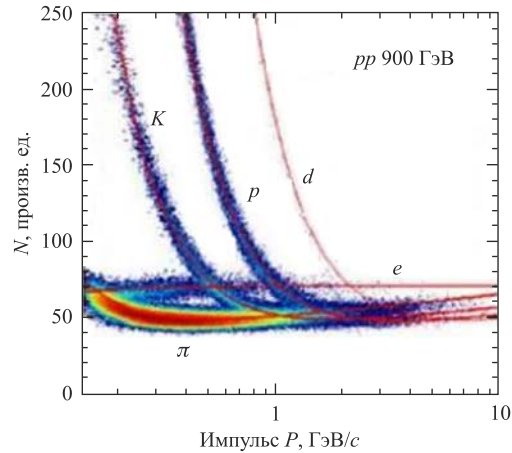


Рис. 74. Распределения энергетических потерь в зависимости от их импульсов [1]

в поперечном направлении, обратная ионная связь, считывающая электроника, обеспечение жестких технических требований по стабильности работы газовой системы и поддержке проволок. Одной из самых серьезных проблем является большое мертвое время, определяемое временем прохождения электронного кластера в детекторе. В зависимости от места рождения кластера оно может составить 10–100 мкс.

Решение значительной части этих проблем связано с заменой пропорциональных камер на микроструктурные газовые детекторы (МГД) типа газовых электронных умножителей (GEM [72]) и микроячеистых газовых детекторов (Micromegas [73]). Впервые такие детекторы успешно использовались в спектрометрах COMPASS в ЦЕРН [26] и в эксперименте T2K по поиску ν -осцилляций (Япония [55]), а в последующем — на RHIC [74]. Благодаря малым размерам области лавинного размножения электронов в МГД возникает целый ряд преимуществ. Практически полностью устраняется обратная ионная связь (1–2%), пространственное разрешение составляет несколько микрометров, время нарастания сигналов достигает нескольких наносекунд, а временное разрешение одиночного фотона находится в наносекундном диапазоне, появляется возможность адаптации детекторов к быстрой считывающей электронике ASIC с размерами пикселей порядка 50 мкм. Кроме того, МГД способны работать в сильных магнитных полях.

Разрешение по энергии, оцененное в эксперименте Pb–Pb-соударений при $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ, показало следующие результаты: 5,3% в событиях с малой множественностью и на 20% больше при больших множественностях. Это объясняется перекрытием сигналов близких треков. Для улучшения

ситуации при обработке сигналов предполагается обрезать их высокоэнергетические хвосты, обусловленные δ -электронами, и использовать электронику, адаптированную к событиям с большой множественностью.

На рис. 75 изображена схема GEM. Обычно для изготовления GEM используется каптоновая пленка толщиной порядка 50 мкм, покрытая с обеих сторон тонким слоем Cu. В этой пленке с обеих сторон создаются конические отверстия, сужающиеся к центру пленки, диаметром 60–70 мкм на расстоянии 140 мкм друг от друга. Приложенное к пластине напряжение 300–400 В создает внутри дырок сильное сжимающееся к центру дипольное поле (≈ 100 кВ/см), в котором происходит образование лавины. Используя несколько каскадов (3–4) из таких пластин, можно увеличить сбор до 10^5 и при этом, что очень важно, практически исключается возможность появления пробоев и обратной ионной связи. В качестве рабочего газа используется смесь газов $Ar/CO_2/CF_4$, а иногда с добавкой изобутана.

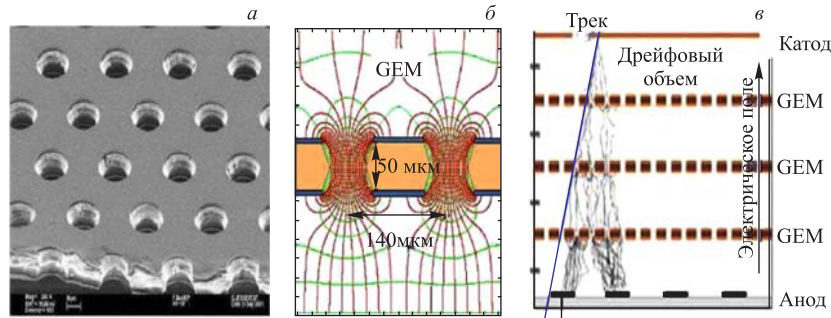


Рис. 75. Схематическое изображение GEM: а) каптоновая пленка с отверстиями; б) карта электрического поля; в) схема трехкаскадного GEM. Электрическое поле направлено снизу вверх [72]

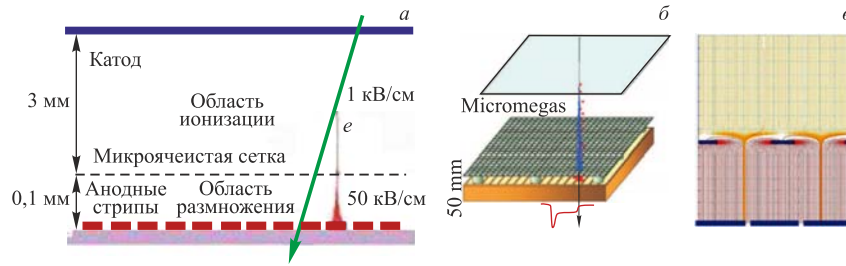


Рис. 76. Схематическое изображение Micromegas: а) схема работы; б) структура; в) карта электрического поля [73]

Micromegas представляет собой плоскопараллельную ливневую камеру (рис. 76), внутри которой помещена тонкая микроструктурная металлическая сетка, делящая объем камеры на дрейфовую область (3 мм) и область ла-

винного размножения (25–150 мкм). В обеих частях камеры поддерживается постоянное электрическое поле: 1 и 50 кВ/см соответственно в областях дрейфовой и лавинного размножения (рис. 76, а). Сбор лавин осуществляется анодными пэдами [73].

Малая протяженность области лавинного размножения и малые размеры анодных пэдов являются ключевым моментом в детекторе. Так, благодаря им значительно уменьшается поперечный дрейф электронов и достигается исключительно высокое пространственное разрешение 12 мкм (ограничивается только размерами микроячеек сетки) (рис. 77) [75].

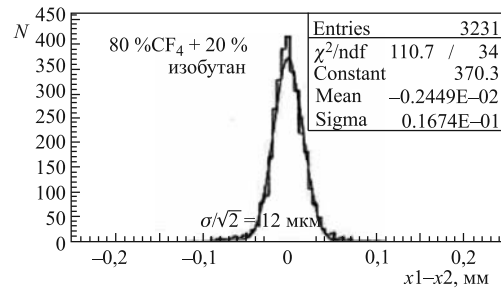


Рис. 77. Пространственное разрешение, полученное на Micromegas [75]

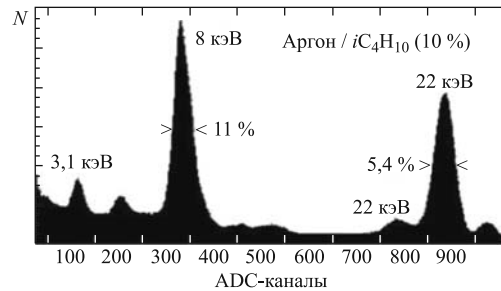


Рис. 78. Разрешение по энергии [76]

Micromegas показали также очень хорошее энергетическое разрешение, равное $\approx 11\%$ (полная ширина на половине высоты распределения при 6 кэВ) (рис. 78) [76]. Повысились нагрузочные способности детектора, и появилась возможность работать в более интенсивных пучках. Временное разрешение 600 пс было достигнуто на пучке KABES спектрометра NA48 [77].

МГД, использованные в спектрометре COMPASS в ЦЕРН [26] в условиях больших нагрузок около 25 кГц/мм^2 и на большой площади $40 \times 40 \text{ см}$, показали прекрасные результаты: эффективность регистрации треков $\approx 100\%$,

сбор 10^4 , пространственное разрешение 70–100 мкм и временное разрешение ≈ 10 нс. Однако для широкого использования микроструктурных газовых детекторов с их высоким пространственным разрешением требуется считывающая электроника с соответствующей сегментацией и дешевая технология изготовления детекторов.

В этом направлении достигнуты определенные успехи. В работе [78] сообщается об использовании кремниевых сенсоров с размерами пикселей 50×50 мкм в комбинации с GEM или Micromegas. Разработана сборка элементов области размножения Micromegas непосредственно в едином процессе с помощью технологии объемного Micromegas. При этом важно отметить, что используется коммерчески доступная микрочаистая сетка [79]. По этой технологии произведены десятки тысяч детекторов для экспериментов Т2К. Детекторы собраны в 72 большие плоскости (34×36 см) и покрывают активную площадь 9 м^2 [55].

Высокочувствительная и малошумящая электроника значительно расширяет возможности применения МГД. Съём сигналов с GEM и Micromegas проводился с помощью чипов CMOS ASIC (сегментация 50 мкм), установленных непосредственно под областью размножения [78, 80, 81].

Слабая разделительная способность частиц при измерениях ионизационных потерь в области больших энергий и нагрузок может быть значительно улучшена, если вместо обычно проводимых измерений зарядов провести подсчет кластеров [78]. Непосредственный подсчет кластеров имеет несомненное преимущество, связанное с тем, что он не зависит от нестабильности работы газовой системы, как в случае измерения зарядов.

Количество кластеров в газе He составляло $(5,5 \pm 0,9)$ на 1 см, в газе $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ — (70 ± 12) на 1 см, а в смеси газов 95 % He + 5 % $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ — 35 на длине 2,6 см дрейфовых ячеек при давлении 1 атм [82]. На рис. 79 приведено распределение по количеству кластеров в смеси газов 95 % He + 5 % $i\text{C}_4\text{H}_{10}$, заметен хвост в области больших N_{pe} , обусловленный δ -электронами, который при обработке данных необходимо обрезать.

Типичное расстояние между кластерами составляет ~ 300 мкм (30/см). Следовательно, микроструктурные газовые детекторы с их высоким простран-

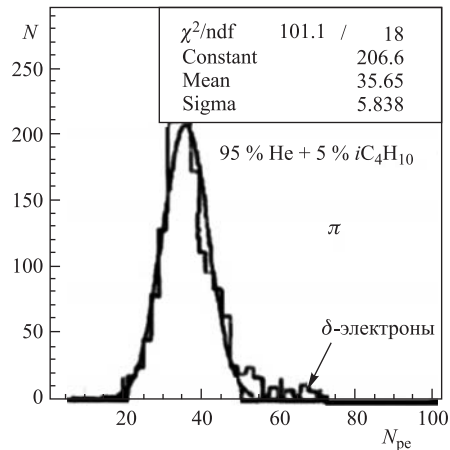


Рис. 79. Количество кластеров в дрейфовой ячейке длиной 2,6 см в смеси газов 95 % He + 5 % $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ при давлении 1 атм [82]

ственным разрешением (порядка 50 мкм) и соответствующей электроникой (с размерами пикселей порядка 50 мкм) могут быть вполне адекватными для проведения подсчета кластеров [83]. Однако реализация такой возможности требует еще значительных усилий. В этом направлении в настоящее время проводятся многочисленные исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние годы большое развитие получили RICH-детекторы с фокусирующими радиаторами на основе тонких кварцевых пластин и многослойных аэрогелей, времяпролетные и времяпроекционные детекторы. Этому в значительной степени способствовали успехи в развитии фотодетекторов — гибридных лавинных (ГЛФД), лавинных в ограниченном гейгеровском режиме (ЛФД-г), на микроканальных пластинках (МКП), а также микроструктурных газовых детекторов (GEM и Micromegas). Эти ФД, обладая высокими временными и пространственными разрешениями, способны работать в сильных магнитных полях. В отдельных ФД МКП достигнуто временное разрешение порядка 5 пс, а в ЛФД-г — пространственное разрешение около 10 мкм.

RICH-детекторы с многослойным фокусирующим аэрогелем позволяют уменьшить погрешности в определении точки испускания, а при использовании ФД с высоким временным разрешением (ФД на МКП или ЛФД-г) — идентифицировать частицы в области минимальных ионизационных потерь, а также K -мезоны и протоны в области ниже порога их регистрации.

В фокусирующих DIRC RICH-детекторах измерение времени пролета фотонов ЧИ с разрешением 50–100 пс позволяет определить длину волны фотонов ЧИ и тем самым оценить и уменьшить хроматическую абберацию.

Во времяпроекционных камерах взамен многопроволочных пропорциональных камер приходят газовые микроструктурные детекторы (GEM и Micromegas). Такая замена позволяет значительно расширить возможности ВПК, в частности провести подсчет кластеров, что значительно улучшит разрешение ионизационных потерь dE/dx .

Времяпролетная техника, основанная на RICH-детекторах с кварцевыми радиаторами и быстрыми ФД типа ФД с МКП или ЛФД-г, обладающими временным разрешением порядка 10 пс, становится вполне конкурентной с многоззорными резистивными пластинами. Детекторы типа TORCH, оснащенные быстрыми ФД, в которых измеряется время распространения фотонов ЧИ в тонкой кварцевой пластине, расширяют область разделения π/K -мезонов до 10 ГэВ/с.

Автор благодарен участникам научно-методического семинара ЛЯП ОИЯИ за полезные обсуждения материалов этой статьи.

Приложение 1

Таблица 10. Сравнительные характеристики фотодетекторов (ФД), широко используемых в экспериментах по физике элементарных частиц. Временное разрешение этих ФД меняется в интервале 10–2000 пс. ε_q — квантовая эффективность, ε_c — коэффициент сбора, T , S , Π и HV — фронт нарастания, площадь, одноэлектронный шум и высокое напряжение ФД соответственно [84]

Тип	λ , нм	$\varepsilon_q \varepsilon_c$	Сбор	T , нс	S , мм ²	Π , Гц	HV , кВ	Цена, долл.
PMT*	115–1700	0,15–0,25	10^3 – 10^7	0,7–10	10^2 – 10^5	10 – 10^4	0,5–3,0	100–5000
MCP*	100–650	0,01–0,10	10^3 – 10^7	0,15–0,30	10^2 – 10^4	0,1–200	0,5–3,5	10–6000
HPD*	115–850	0,1–0,3	10^3 – 10^4	7	10^2 – 10^5	10 – 10^3	≈ 20	≈ 600
GRM*	115–500	0,15–0,30	10^3 – 10^6	$O(0,1)$	$O(10)$	10 – 10^3	0,3–2,0	$O(10)$
APD	300–1700	$\approx 0,7$	10 – 10^8	$O(1)$	10 – 10^3	1 – 10^3	0,4–1,4	$O(100)$
PPD	320–900	0,15–0,30	10^5 – 10^6	≈ 1	1–10	$O(10^6)$	0,03–0,06	$O(10)$
VLPC	500–600	$\approx 0,9$	$\approx 5 \cdot 10^4$	≈ 10	1	$O(10^4)$	$\approx 0,007$	≈ 1

*Эти фотодетекторы часто используются в многоанодной конфигурации. В этом случае площадь, шум и цена должны рассматриваться применительно к каналу считывания. PMT — вакуумный ФД; MCP — ФД с микроканальными отверстиями; HPD — гибридный ФД; GRM — газовый ФД; APD — ливневый ФД; PPD — ливневый ФД в ограниченном гейгеровском режиме; VLPC — фотонные счетчики видимого света.

Приложение 2

ДЕТЕКТОРЫ И УСКОРИТЕЛИ, УПОМЯНУТЫЕ В ОБЗОРЕ

AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer) — альфа-магнитный спектрометр для исследования состава и энергетического спектра космических частиц и поиска антиматерии и темного вещества в космосе

ВЭПП-2000 (Новосибирск, Россия) — ускоритель на встречных электрон-позитронных пучках с энергией 2 ГэВ в с.ц.м и светимостью до $L = 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

KEDR — спектрометр на ВЭПП для исследования CP -асимметрии

ГИПЕРОН (ОИЯИ, Дубна) — спектрометр для исследования редких распадов K -мезонов на 76-ГэВ протонном синхротроне ИФВЭ, Протвино, Россия

LHC (Large Hadron Collider at CERN) — большой адронный коллайдер в ЦЕРН со встречными pp -пучками с энергией 14 ТэВ в с.ц.м, светимостью $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и частотой встреч 40 МГц

LHCb (Large Hadron Collider beauty) — спектрометр на ЛHC, предназначенный для исследования CP -асимметрии и редких распадов B -мезонов

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) — спектрометр на ЛHC, предназначенный для исследования кварк-глюонной плазмы во взаимодействиях тяжелых ядер

ATLAS (A Toroidal Large AparatuS) и CMS (Compact Muon Solenoid) — многоцелевые спектрометры на LHC, предназначенные, в частности, для поиска хиггс-бозонов

FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research, Дармштадт, Германия) — 30-ГэВ строящийся протонный синхротрон с пучками вторичных частиц, в том числе антипротонов, обладающих непревзойденными качествами для многих экспериментов

PANDA (antiProton Annihilation at Darmstadt) — спектрометр на FAIR для прецизионного исследования очарованных кварков с помощью пучков антипротонов с импульсами 1–15 ГэВ/с с непревзойденной светимостью $L = 2 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

CESR (Cornell Electron Storage Ring) — электрон-позитронный коллайдер с энергиями в с. ц. м. 3,5–12 ГэВ

CLEOс — детектор на CESR для проведения исследований по физике чармованных частиц

CREAM — детектор французско-мексиканской коллаборации для исследования состава космических частиц

FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, USA) — Национальная ускорительная лаборатория им. Э. Ферми

Тэватрон — протон-антипротонный коллайдер с энергией в с. ц. м. 1,96 ТэВ

MIPP (Main Injector for Particle Production) — главный инжектор для образования частиц π , K , p (обоих знаков) в FNAL с импульсами 5–90 ГэВ/с и для проведения исследований по спектроскопии адронов

КЕКВ (Исследовательский центр по физике частиц и ядерной физике, Япония) — электрон-позитронный коллайдер с энергиями 8 и 3,5 ГэВ соответственно

Belle-2 — спектрометр на КЕКВ для исследования CP -асимметрии с помощью прецизионных измерений распадов B -мезонов

HERA (Hadron-Electron Ring Accelerator, DESY, Гамбург, Германия) — электрон(позитрон)-протонный коллайдер с энергиями ≈ 30 ГэВ и ≈ 900 ГэВ соответственно

HERA-B — спектрометр на HERA для исследований по физике чармованных и очарованных частиц

HERMES — спектрометр на HERA для исследований структуры нуклонов во взаимодействиях поляризованных электронов с поляризованными водородными и дейтронными газовыми мишенями

RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider, США) — коллайдер тяжело-ионных пучков, энергия Au–Au-пучков 200 ГэВ/нуклон в с. ц. м., светимость $2 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

PHENIX (Pioneering High Energy Nucleon Interaction eXperiment) — спектрометр на RHIC для исследования кварк-глюонной плазмы

STAR (Solenoid Tracker At RHIC) — спектрометр на RHIC для исследования гипернуклонных состояний

SLAC (Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, США) — линейный электрон-позитронный коллайдер с энергией 90 ГэВ в с. ц. м.

BaBar — спектрометр в SLAC для исследования CP -асимметрии в распадах B -мезонов на электрон-позитронном коллайдере с энергиями 9 и 3,1 ГэВ соответственно

SPS (Super Proton Synchrotron) — протонный синхротрон в ЦЕРН на сверх-высокие энергии

COMPASS — спектрометр на SPS для исследования структуры нуклонов и спектроскопии адронов во взаимодействиях поляризованных мюонных и адронных пучков с импульсами 160 ГэВ/с с поляризованной дейтронной мишенью

NA62 — спектрометр на SPS для исследования редких распадов K^+ -мезонов с целью проверки предсказаний стандартной модели

Super B — B-фабрика, проектируемая в Италии с интенсивностью пучков, превышающей в 100 раз достигнутую в настоящее время в существующих B-фабриках

BAIKAL neutrino telescope — гигагонный нейтринный телескоп на Байкале, установленный на глубине около 1400 м

ANTARES telescope (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental Reseach project) — детектор космических ν , расположенный в Средиземном море на глубине 2,5 км близ г. Тулона, Франция

AMANDA (Antarctic Muon and Neutrino Detector Array) — детектор космических ν , расположенный во льдах Антарктиды вблизи южного полюса на глубине 1400–1900 м для проведения исследований с ν , пронизывающих земную толщу с северного полушария

T2K (Tokai to Kamioka) — подземный детектор для исследования ν -осцилляций, расположенный в Tokai на расстоянии 295 км от места рождения мюонных ν в Kamioka, Япония

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Nappi E.* Advances in Charged Particle Identification Techniques // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 628. P. 1–8.
2. *Cherenkov P. A.* // Phys. Rev. 1937. V. 52. P. 378;
Зрелов В. П. Излучение Вавилова–Черенкова и его применение в физике высоких энергий. М.: Атомиздат, 1968.
3. *Акимов Ю. К.* Области применения аэрогелей // ПТЭ. 2003. № 3. С. 5–19.
4. *Харжеев Ю. Н.* Использование аэрогеля диоксида кремния в черенковских счетчиках // ЭЧАЯ. 2008. Т. 39, вып. 1. С. 271–324.

5. *Cantin M. et al.* Silica Aerogels Used as Cherenkov Radiators // Nucl. Instr. Meth. A. 1974. V. 118. P. 177.
6. *Burkhardt H. et al.* The TASSO Gas and Aerogel Cherenkov Counters // Nucl. Instr. Meth. A. 1981. V. 184. P. 319;
Poelz G. Aerogel Cherenkov Counters at DESY // Nucl. Instr. Meth. A. 1986. V. 248. P. 118–119.
7. *Tillotson T. M., Hrubesh L. W.* UCRL-Ext.-102517.1990.
8. *Adachi I. et al.* Study of a Threshold Cherenkov Counter Based on Silica Aerogels with Low Refractive Indices // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 355. P. 390;
Sumiyoshi T. et al. Silica Aerogel Cherenkov Counter for the KEK B-Facility Experiment // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 433. P. 385–391.
9. *Busykaev A. R. et al.* Measurement of Optical Parameters of Aerogel // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 379. P. 465;
Danilyuk A. F. et al. Synthesis of Aerogel Tiles with High Light Scattering Lengths // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 433. P. 406–407;
Danilyuk A. F. et al. Recent Results on Aerogel Development for Use in Cherenkov Counters // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 494. P. 491–494.
10. *Adachi I. et al.* Study of Transparent Silica Aerogel with High Refractive Index // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 639. P. 222–224.
11. *Tabata M. et al.* Development of Transparent Silica Aerogel over a Wide Range of Densities // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 623. P. 339–341.
12. *Barnyakov M. Yu. et al.* Status of Aerogel Production in Novosibirsk // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 639. P. 225–226.
13. *Barnyakov M. Yu. et al.* Focusing Aerogel RICH Optimization // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 595. P. 100–103.
14. *Inami K.* TOP Counter Prototype R&D // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 639. P. 298–301.
15. *Schwiening J.* The Barrel DIRC Detector for the PANDA Experiment at FAIR // Ibid. P. 169–172;
Cowie E. N. et al. A Focusing Disc DIRC for PANDA // Ibid. P. 181–184.
16. *Anzivino G. et al.* Construction and Test of a RICH Prototype for the NA62 Experiment // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 593. P. 314–318.
17. *Aynutdinov V. et al.* The Baikal Neutrino Project: Present and Perspective // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 628. P. 115–119;
Achterberg A. et al. // Astropart. Phys. 2006. V. 26. P. 155;
Carr J. et al. (ANTARES Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 595. P. 51–58.
18. *Kistenev E.* Particle Identification in the PHENIX Experiment at RHIC (Present and Future) // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 518. P. 593–596.
19. *Joran C. et al.* Metal-Dielectric Mirror Coating for Cherenkov Detectors. Poster Session // Proc. of RICH 2004, Playa del Carmen, Mexico, Nov. 2004. P. 13.

20. Будагов Ю. А. и др. Фокусирующие зеркала с основой из быстротвердеющей пены // ПТЭ. 1985. № 5. С. 212–217.
21. Антюхов В. А. и др. Спектрометр «ГИПЕРОН» — установка для исследования процессов образования и распадов частиц высоких энергий на 76-ГэВ протонном синхротроне // ПТЭ. 1985. № 5. С. 35–42.
22. LHCb Technical Proposal. LHCC 98/04, LHCC/P4. 1998.
23. Esso S. // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 553. P. 333–338.
24. Perego D. L. The LHCb RICH Silica Aerogel Performance with LHC Data // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 639. P. 234–237.
25. Matteuzzi C. Technological Implication for RICH Performance // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 639. P. 202–206.
26. Mallot G. The COMPASS Spectrometer at CERN // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 518. P. 121–124;
Abbon P. Particle Identification with COMPASS RICH-1 // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 631. P. 26–39.
27. Ratcliff B. N. The DIRC Counter: A Particle Identification Device for the B Factory. SLAC-PUB-5946. 1992; The DIRC Counter: A New Type of Particle Identification Device for B Factories. SLAC-PUB-6047. 1993;
Ratcliff B. N. et al. Imaging Rings in Ring Imaging Cherenkov Counters // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 502. P. 211–221;
Adam I. DIRC Particle Identification System for the BABAR Experiment // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 538. P. 281–357.
28. Benitez J. et al. Status of the Fast Focusing DIRC (FDIRC) // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 595. P. 104–107.
29. Inami K. Development of a TOP Counter for the Super B Factory // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 595. P. 6–99;
Nishimura K. et al. An Imaging Time-of-Propagation System for Charged Particle Identification at a Super B Factory // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 623. P. 297–299.
30. Schonmeier P. et al. DIRC Endcap Detector for PANDA&FAIR // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 595. P. 108–111;
Cowie E. N. et al. A Focusing Disc DIRC for PANDA // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 639. P. 181–184.
31. Schwarz C. et al. The Barrel DIRC of the PANDA Experiment // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 595. P. 112–115;
Schwarz C. et al. Particle Identification for the PANDA Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 639. P. 169–172.
32. Fohl K. The DIRC Detectors of the PANDA Experiment at FAIR // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 595. P. 88–91;
Schepers G. et al. RICH for PANDA // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 598. P. 143–146.
33. Barnyakov A. Yu. R&D of Microchannel Plate Phototubes // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 567. P. 17–20.

34. *Korpar S.* RICH with Multiple Aerogel Layers of Different Refractive Index // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 553. P. 64–69.
35. *Barnyakov A. Yu. et al.* Focusing Aerogel RICH (FARICH) // Ibid. P. 70–75.
36. *Korpar S.* A Novel Type of Proximity Focusing RICH Counter with Multiple Refractive Index Aerogel Radiator // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 572. P. 429–431.
37. *Matsumoto T. et al.* Studies of Proximity Focusing RICH with an Aerogel Radiator Using Flat-Panel Multi-Anode PMTs (Hamamatsu H8500) // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 521. P. 367–377;
Krizan P. Proximity Focusing RICH with Flat Panel PMT as Photon Detector and Aerogel as Radiator // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 553. P. 58–63;
Adachi I. et al. Study of 144-Channel Multi-Anode Hybrid Avalanche Photo-Detector for the Belle RICH Counter // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 623. P. 285–287.
38. *Shizuka S. et al.* Study of 144-Channel Hybrid Avalanche Photo-Detector for Belle II RICH Counter // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 628. P. 315–318.
39. ALICE Technical Design Report of the Time Projection Chamber CERN. LHC 2000-001. 2000. ALICE TDR7;
Aamondt K. et al. (ALICE Collab.) // J. Instr. 2008. V. 3. P. 308002.
40. *Martinengo P.* The ALICE High Momentum Particle Identification System // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 639. P. 7.
41. *Agocs A. et al.* Very High Momentum Particle Identification in ALICE at the LHC // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 617. P. 424–429.
42. *Scapparone E.* Particle Identification with the ALICE Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 598. P. 152–155.
43. *Barao F.* Cherenkov Detectors in the AMS // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 454. P. 174–179;
AMS Collab. // Phys. Rep. 2002. V. 366. P. 331.
44. *Aguilar-Benitez M. et al.* In-Beam Aerogel Light Yield Characterization for the AMS RICH Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 614. P. 237–249.
45. *Arruda L. et al.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2007. V. 172. P. 32.
46. *Buenerd M.* // Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Universidad Nacional Autonoma de Mexico, Mexico City, Mexico, 2008. V. 2 (OG PART1). P. 453.
47. *Websdale D. M.* Review of Cherenkov Imaging Devices in Particle and Nuclear Physics Experiments // 6th Intern. Workshop on «RICH2007», Trieste, Italy, 2007. P. 1–8.
48. *Eisenhardt S.* Production and Tests of Hybrid Photon Detectors for the LHCb RICH Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 595. P. 142–145.
49. *Barnyakov A. Yu.* R&D of Microchannel Plate Phototubes // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 567. P. 17–20.
50. *Inami K.* R&D of Particle Identification Devices with High-Precision Timing // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 623. P. 273–275.

51. *Lehmann A.* Performance Studies of Microchannel Plate PMTs in High Magnetic Fields // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 595. P. 173–176.
52. *Haba J.* Status and Perspectives of Pixelated Photon Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 595. P. 154–160.
53. *Korpar S.* Silicon Photomultiplier Based Photon Detector Module as a Detector of Cherenkov Photons // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 623. P. 333–335.
54. *Buzhan P. et al.* Silicon Photomultiplier and Its Possible Applications // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 504. P. 48–53;
Renker D. Geiger Mode Avalanche Photodiodes: History, Properties and Problems // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 567. P. 48–56.
55. *Kaneyuki K. et al.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2005. V. 145. P. 178.
56. *Dolgoshein B. et al.* Status Report on Silicon Photomultiplier Development and Its Applications // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 563. P. 368–376;
Akindinov A. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 539. P. 172;
Anfimov N. et al. JINR Preprint E13-2010-32. Dubna, 2010.
57. *Hamamatsu K.K.* Electron Tube Division, Photomultiplier Tubes: Basics and Applications. 2nd ed. Japan. 2002.
58. *Va'vra J.* PID Techniques: Alternatives to RICH Methods // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 639. P. 193–201.
59. *Inami K. et al.* A 5 ps TOF-Counter with an MCP-PMT // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 560. P. 303–308;
Akatsu M. et al. MCP-PMT Timing Property for Single Photons // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 528. P. 763.
60. *Korpar S. et al.* Proximity Focusing RICH with TOF Capabilities // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 572. P. 432–433.
61. *Va'vra J.* A High Resolution TOF Detector — A Possible Way to Compete with RICH Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 595. P. 270–273.
62. *Va'vra J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 606. P. 404.
63. *Ronzhin A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 623. P. 931.
64. *Korpar S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 593. P. 169.
65. ALICE-TDR of TOF. CERN/LHC 2000-12;
Alme J. et al. The ALICE TPC, a Large 3-Dimensional Tracking Device with Fast Readout for Ultra-High Multiplicity Events // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 622. P. 316–367.
66. *Akindinov A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 602. P. 709.
67. *Wang Y. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 613. P. 200.
68. *Charles M.J., Forty R.* TORCH: Time of Flight Identification with Cherenkov Radiation // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 639. P. 173–176.
69. *Ullaland O.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2003. V. 125. P. 90.

-
70. *Thomas J.H.* A TPC for Measuring High Multiplicity Events at RHIC // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 478. P. 166–169.
 71. ALICE Technical Design Report of the Time Projection Chamber CERN/LHC 2000-001. 2000. ALICE TDR7.
 72. *Sauli F.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 386. P. 531.
 73. *Giomataris I. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 376. P. 29.
 74. *Kamin J.A.* A Hadron Blind Detector for the PHENIX Experiment at RHIC // Eur. Phys. J. C. 2007. V. 49. P. 177–180.
 75. *Derre J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 459. P. 523.
 76. *Delbart A. et al.* // Ibid. V. 461. P. 84.
 77. *Jeanneret P. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 500. P. 133.
 78. *Colas P. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 535. P. 506;
Campbell M. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 540. P. 295.
 79. *Giomataris I. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 560. P. 405.
 80. *Bellazzini R. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 535. P. 477.
 81. *Bamberger A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 573. P. 361.
 82. *Cataldi G., Grancagnolo F., Spagnolo S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 386. P. 458.
 83. *van der Graaf H.* Gaseous Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 628. P. 27–30.
 84. *Chakraborty D., Sumiyoshi T.* Particle Detectors. <http://pdg.gov/2007/pardetrpp>; Phys. Rev. D. 2012. V. 86. P. 010001.