

ИДЕНТИФИКАЦИЯ БАНЧЕЙ И ЧАСТИЦ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА LHC

Н. М. Никитюк, В. Н. Самойлов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрены вопросы идентификации банчей и частиц, используемых в четырех наиболее крупных установках, создаваемых для экспериментов на LHC. Приведены характеристики таких детекторов, как времяпроекционные камеры, детекторы кольцевого изображения, детекторы переходного излучения, времяпролетный детектор на базе камер с резистивными платами и калориметров, применяемых для идентификации частиц. Описаны разработки, выполненные в ОИЯИ и российских институтах для идентификации частиц.

The problems of the identification of the bunches and particles used on setups for the LHC experiments are considered. Parameters of time projection chambers, ring imaging chambers, transition radiation trackers, time-of-flights systems with resistive plate chambers and calorimeters are presented. The installations for particle identification designed by JINR and Russian physicists are described.

PACS: 29.20.Dh, 07.77.Ka

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, к 2008 г. планируется начать на LHC эксперименты на четырех крупных физических установках, таких как ATLAS [1, 2], CMS [3–8], ALICE [9, 10] и LHCb [11]. Открытие новых физических явлений является основной целью проведения экспериментов на установках ATLAS и CMS. Основные различия в конструкции этих установок рассмотрены в [12]. Триггерные системы на установках ATLAS и CMS должны обеспечить регистрацию информации, относящейся к следующим физическим программам [13].

— Поиск частиц Хиггса (Стандартная модель — СМ) предполагается выполнить путем регистрации продуктов распада: $H \rightarrow ZZ \rightarrow$ лептоны (e^- или μ), $H \rightarrow tt$, $H \rightarrow bb$ (t — топ-кварк, b — прелестная частица).

— Поиск SUSY (суперсимметрии), например, генерация струй и недостающей поперечной энергии (missing E_T).

— Поиск новых физических явлений с использованием инклюзивных триггеров.

— Изучение процессов в СМ.

Типичными примерами для порогов триггеров первого уровня в установках ATLAS и CMS при достижимой на LHC светимости являются следующие величины:

- отдельный мюон с $p_T > 30$ ГэВ/с (частота 10 кГц) или пара мюонов с $p_T > 20$ ГэВ/с (скорость 5 кГц);
- один электрон/фотон с импульсом $p_T > 30$ ГэВ/с (скорость 20 кГц) или пара e^-/γ , каждый из которых имеет $p_T > 20$ ГэВ/с (скорость 5 кГц);
- отдельная (изолированная) струя с импульсом $p_T > 300$ ГэВ/с (скорость 200 Гц), или составные триггеры подобно струе с $p_T > 100$ ГэВ/с и недостающей энергией $E_T > 100$ ГэВ (скорость 500 Гц), или четыре или больше струй с $p_T > 100$ ГэВ/с (скорость 200 Гц).

Эксперимент с тяжелыми ионами, который будет проводиться на установке ALICE, имеет более простую триггерную систему по сравнению с другими установками. Общая частота столкновений намного меньше, чем в протон-протонных экспериментах и составляет 8000 Гц при светимости $L = 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для Pb–Pb-столкновений и $L = 2,7 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при Ca–Ca-моде. Такая светимость устанавливается для того, чтобы в обеих модах скорость столкновений была равна 8000 Гц.

В эксперименте LHCb, посвященном изучению B -физики, установка функционирует при относительно малой светимости (порядка $2 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). При этом частота взаимодействия составляет около 20 МГц. Эксперимент TOTEM будет частично совмещен с CMS. Он предназначен для измерения полного сечения упругого рассеяния и дифракционных процессов на LHC. И, наконец, установка MEDAL создается в основном для поиска магнитных монополей [14].

Интервал времени между банчами на LHC составляет всего 25 нс, а время оборота одного пучка 80 мкс. При этом в результате столкновения двух банчей в среднем порождается до 20 событий и более. Обычно под событием понимается регистрация определенной комбинации частиц в течение времени столкновения банчей. Как правило, одно событие содержит множество протон-протонных взаимодействий. В течение короткого времени требуется сосчитать и обработать огромное количество информации. Поэтому триггерная система в современных физических установках имеет несколько уровней, с помощью которых обеспечивается быстрая фильтрация фоновых событий без затрат дополнительного времени путем использования конвейерного метода хранения и обработки данных. Суть проблемы состоит в том, чтобы в реальном времени регистрировать данные об интересующих событиях.

Большинство физических событий, которые изучаются с помощью экспериментов, являются весьма редкими. Например в планируемых экспериментах на LHC частота событий составляет 10^9 Гц при светимости $L = 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В зависимости от массы бозона Хиггса, как предполагается, частота рождения варьируется между 10^{-1} и 10^{-2} Гц и, как следствие этого,

минимальная селективность отбора событий составляет 10^{-11} [15, 16]. Следовательно, используемая триггерная система вместе с детекторами должна удовлетворять этому условию во всех современных экспериментах. Поэтому триггерная система первого уровня должна иметь малое мертвое время для того, чтобы записать на регистры информацию о текущем событии от детекторов, содержащих до 10^8 каналов, и обеспечить прием нового события через каждые 25 нс. Такие жесткие условия предъявляются прежде всего к триггерным системам, используемым на установках ATLAS и CMS. Несмотря на то, что столкновения тяжелых ионов на установке ALICE происходят через каждые 125 нс, имеет место гораздо большая средняя множественность вторичных частиц в событии, чем при p - p -взаимодействиях. Этот фактор накладывает специфические требования к триггерной системе установки ALICE.

Поскольку время решения на первом триггерном уровне составляет несколько микросекунд, то требуется использование конвейерного буферного устройства для временного хранения данных.

Во всех установках на LHC принята следующая система координат. Начало координат находится в точке взаимодействия. Пучок ускорителя направлен вдоль оси z , а плоскость x, y расположена поперек направления пучка. Азимутальный угол ϕ измеряется вокруг оси пучка z , в то время как полярный угол Θ отсчитывается от оси z . Довольно часто используется величина η , называемая псевдобыстротой, которая связана с углом Θ соотношением

$$\eta = -\ln \operatorname{tg} \Theta/2.$$

Она определяется углом эмиссии частицы (или углом расположения детектора) полярного угла Θ . Но, в отличие от угла Θ , псевдобыстрота есть лоренцевский инвариант. Поэтому она обычно применяется для представления данных и описания геометрии установки вместо угла Θ . Другими словами, эта величина позволяет идентифицировать расположение субдетекторов на установке в целом.

Работа посвящена двум проблемам, которые необходимо решать на физических установках, создаваемых для экспериментов на LHC: идентификации банчей, которая необходима для регистрации событий, относящихся к соответствующим банчам, и методам идентификации частиц и струй.

В разд. 1 описаны методы идентификации банчей и синхронизации регистрации информации в различных субдетекторах. В разд. 2 рассмотрены методы идентификации банчей в калориметрической системе установки ATLAS. Раздел 3 посвящен вопросам синхронизации электронных систем на установках ALICE и LHCb.

В разд. 4 рассмотрены вопросы идентификации частиц на установке ALICE с помощью таких детекторов, как времяпроекционные камеры, детекторы кольцевого изображения и времяпролетной техники, на основе камер

с резистивными платами. Разд. 5 посвящен вопросам применения детекторов кольцевого изображения. Использование детекторов переходного излучения в таких установках, как ATLAS и ALICE, описано в разд. 6. В разд. 7 описаны методы идентификации частиц с помощью полупроводниковых дрейфовых и мюонных камер. В разд. 8 рассмотрены вопросы идентификации частиц на установке LHCb. Разд. 9 посвящен описанию методов идентификации вершин распада частиц. В разд. 10 описаны методы идентификации мюонов. В разд. 11 приведены примеры использования первого уровня калориметрического триггера установки ATLAS для предварительной идентификации частиц и струй.

1. ИДЕНТИФИКАТОРЫ БАНЧЕЙ

Идентификация банчей является весьма важным требованием для успешной работы триггерных систем первого уровня. Требуется синхронизация различных subsystemов установки. Другими словами, информация, регистрируемая в каждом субдетекторе, должна строго идентифицироваться (ассоциироваться) по времени с пересечением каждого из банчей, во время которых она возникла. В противном случае возникнет наложение сигналов от событий, регистрируемых в процессе столкновения следующих, очередных банчей. Детектирование событий, генерируемых при столкновении протонов, требует регистрации в интервале времени 25 нс, поскольку частота поступления банчей составляет 40 МГц. Система синхронизации генерирует 3564 банча (по числу банчей на орбите) за один оборот пучка. Идентификация банчей является одной из трудных проблем в физических установках, которые запускаются от сигналов, регистрируемых после очередного столкновения банчей. Наиболее трудной задачей является идентификация переднего фронта сигнала с точностью до 25 нс. Суть проблемы, например, заключается в том, что после усиления и формирования сигналов, регистрируемых в полупроводниковых и других субдетекторах, длительность «полки» импульса может составлять 40–45 нс. Поэтому требуется дополнительное формирование полезного сигнала, длительность которого была бы не больше 25 нс и находилась бы в пределах данного банча.

С учетом того, что в экспериментах используются различные по физическим свойствам детекторы, а также с учетом их больших размеров и применяемых схем усиления и формирования сигналов, для каждого типа детекторов разработаны оригинальные методы идентификации банчей [17]. Метод свертки базируется на дискретной временной фильтрации данных, извлекаемых из аналоговых конвейерных регистров после прихода триггера первого уровня. Высокая частота встречи банчей предъявляет жесткие требования к электронике детекторов, а также к устройствам синхронизации регистра-

ции и считывания данных. Ниже будут рассмотрены наиболее характерные способы идентификации банчей, применяемые в электронике детекторов на ЛНС.

Применение метода свертки для формирования банчей. Одним из эффективных методов для формирования сигналов, с помощью которого идентифицируются банчи, получившим практическое применение, является метод свертки, суть которого дана в [17–20]. Этот метод разработан прежде всего для формирования сигналов, считываемых с микрополосковых детекторов. Он может быть использован также для формирования сигналов, считываемых с детекторов других типов, у которых считываются аналоговые сигналы.

В предложенном методе используются усилители-формирователи с постоянной времени, равной нескольким интервалам времени между банчами, метод практически хорошо реализуется с помощью К-МОП-технологии, которая позволяет создавать малошумящие ($2000e^-$, включая и радиационные эффекты) электронные схемы с малой потребляемой мощностью (1–2 мВт на канал) и с постоянной времени ~ 50 нс. Метод базируется на действии цифрового фильтра над аналоговыми сигналами, поступающими с выхода аналогового конвейера, после поступления импульса первого триггерного уровня [17, 18]. В [18] описывается также математический базис предлагаемого метода.

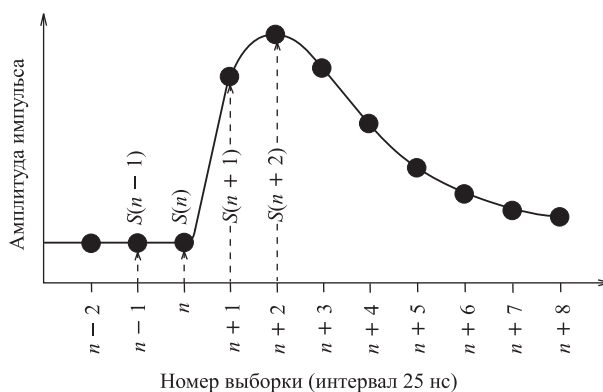


Рис. 1. Типичная форма сигнала, считываемого от предусилителя-формирователя

На рис. 1 приведена форма сигнала, которая получается на выходе формирователя. Точками отмечены моменты появления банчей. При этом рассматриваются два случая.

— Малая светимость ускорителя и, как следствие этого, низкая скорость передачи данных, поэтому нет особых проблем с подавлением помех. В этом случае считываются только сигналы, имеющие пиковое значение. Поэтому

если сигнал появился в момент времени n , то во время прихода триггерного сигнала первого уровня запоминается только выборка $S(n + 2)$.

— При большой скорости передачи сигналов возможны значительные помехи. Типичный электронный канал, с помощью которого существенно уменьшаются помехи, состоит из предусилителя-формирователя, аналоговой задержки, запоминающего элемента и аналогового сигнального процессора (АСП) [19, 20]. АСП выполняет операцию обратной свертки над тремя последовательными фиксированными выборками.

Суть метода обратной свертки заключается в следующем. Отклик предусилителя-формирователя на сигнал, поступающий от детектора, имеет вид [21]:

$$h(t) = (1/\tau) e^{1-t/\tau},$$

где τ — постоянная времени; t — длительность сигнала. Если отклик такого типа выбирается с помощью регулярных интервалов времени, то исходный импульс может быть восстановлен путем использования взвешенных сумм нескольких выборок, следующих одна за другой. На практике достаточно сформировать три последовательные выборки для каждого сигнала.

Принципиальная схема и принцип действия АСП описан в [21, 22]. Для построения сигнального процессора используются переключаемые конденсаторы, как это показано на рис. 2. Соотношение между емкостями конденсаторов C_1 – C_3 такое же, как отношение весов w_1 – w_3 , необходимых для выполнения операции обратной свертки. Эти веса вычисляются из следующих выражений [21]:

$$w_1 = (\tau/\Delta t) e^{-\Delta t/\tau-1}, \quad w_2 = (-2\tau/\Delta t) e^{-1}, \quad w_3 = (\tau/\Delta t) e^{\Delta t/\tau-1}.$$

С помощью переключаемых конденсаторов, которые, по существу, выполняют функции фильтров, процессор формирует три взвешенных сигнала, которые затем суммируются и интегрируются. Как следствие этого, на выходе АСП вместо сигнала шириной 50 нс получается импульс длительностью 25 нс. Этот сигнал соответствует первому из трех фиксированных импульсов и может быть использован в качестве идентификатора банчей. При времени выборки 25 нс $w_1 = 0,446$, $w_2 = -1,472$ и $w_3 = 1,213$.

Рассмотрим кратко работу процессора. В соответствии с модой обратной свертки три выборки запоминаются на конденсаторах фильтра путем последовательного срабатывания ключей r_{in1} , r_{in2} и r_{in3} . Далее три взвешенные суммы суммируются. Три конденсатора на входе усилителя соединяются параллельно. В начале считывания каждой выборки усилитель устанавливается в исходное состояние. Затем суммарная величина запоминается и подается на вход аналогового мультиплексора. АСП используется в 128-канальной микросхеме APVD, предназначенной для считывания данных от микрополоскового

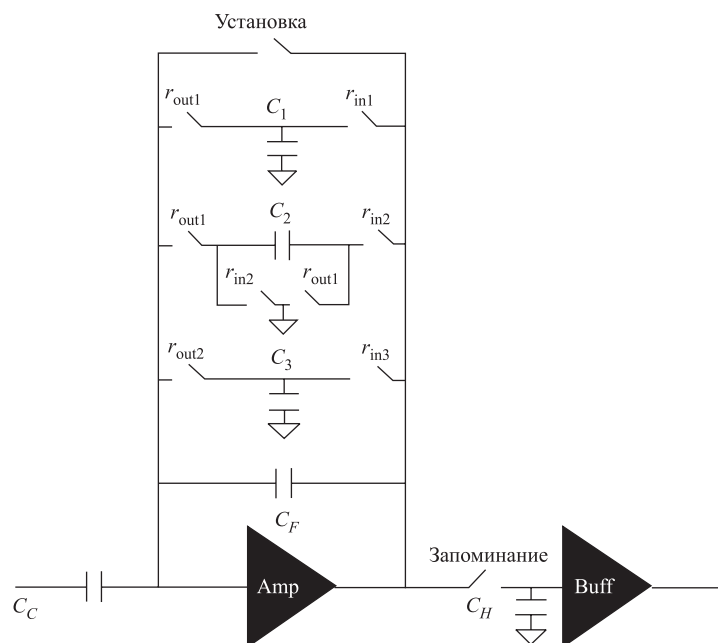


Рис. 2. Блок-схема аналогового сигнального процессора: Amp — усилитель-формирователь; Buff — буферное устройство; r_{in1} – r_{in3} — входные ключи; r_{out1} – r_{out3} — выходные ключи; C_1 – C_3 — конденсаторы; C_F — конденсатор в цепи обратной связи; C_H — запоминающий конденсатор; C_C — входной конденсатор

детектора установки CMS [21–23]. Важно отметить, что АСП применяется в каждом канале детектора.

Идентификация банчей в каналах считывания пиксельных детекторов на установке ATLAS. В пиксельных детекторах на установке ATLAS сигналы от электроники детекторов считываются в виде сформированных прямоугольных импульсов. На рис. 3 приведена схема одного канала усиления и формирования сигналов, которая используется в пиксельном детекторе установки ATLAS [24]. Быстродействующий зарядово-чувствительный усилитель с обратной связью по току обеспечивает линейное формирование входного импульса (см. рис. 3) и его величина линейно зависит от инжектируемого заряда, поступающего от сенсорного элемента. Конденсатор C_F , включенный в цепь обратной связи, разряжается постоянным током. Вследствие этого выходной сигнал имеет форму, близкую к форме прямоугольного треугольника. Импульс, поступающий с выхода быстродействующего

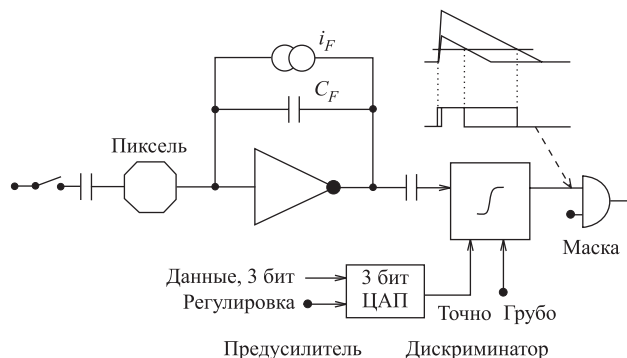


Рис. 3. Блок-схема усилительного тракта пиксельного детектора установки ATLAS: C_f — конденсатор в цепи обратной связи; i_f — ток в цепи обратной связи

зарядово-чувствительного усилителя, сравнивается с пороговым напряжением. Величина порога программируется. С этой целью используется 8-разрядный ЦАП. Таким способом обеспечивается формирование аналогового сигнала, ширина которого пропорциональна амплитуде инжектируемого заряда. Сигнал банча формируется с помощью переднего фронта аналогового импульса [25].

Идентификация банчей в триггерной системе установки CMS. В [3] описан эффективный метод идентификации банчей, основанный на применении пропорциональных дрейфовых трубок, используемых в триггерной системе первого уровня установки CMS [3, 6]. Этот метод получил название метода усреднения времени (a meantimer technique) [26]. С этой целью используется слой дрейфовых трубок прямоугольного сечения, которые обеспечивают выработку информации для мюонного триггера и идентификации мюонных треков. Эта система дрейфовых трубок называется камерой с возможностью идентификации банчей. Каждая камера состоит из одной плоскости и разделена на независимые ячейки прямоугольного сечения с размерами 4×1 см. Причем плоскости камер сдвинуты на половину дрейфовой ячейки. Следует отметить, что идентификатор банчей одновременно используется в качестве идентификатора мюонных треков. В триггерной системе первого уровня это устройство сокращенно называется идентификатор банчей и треков (ИБТ).

На рис. 4 показан принцип действия усреднителя времени для прямого (рис. 4, а) и наклонного (рис. 4, б) треков. При построении усреднителя времени используются линии задержки, в качестве которых обычно используются логические схемы. Из рис. 5 видно, что после прохождения частицы сквозь дрейфовую ячейку импульсы, поступающие от двух проволок, встречаются в фиксированное время $t_M = t_A + t_B$ и $t_M = t_B + t_C$, где t_M — максимально возможное время дрейфа. Это значит, что место совпадения

импульсов определяет время дрейфа. Если использовать данный метод для регистрации наклонного трека, то в этом случае достаточно использовать три плоскости камер. Имеем $t_M = t_D + t_E - \Delta t(\Theta)$ и $t_M = t_E + t_F + \Delta t(\Theta)$.

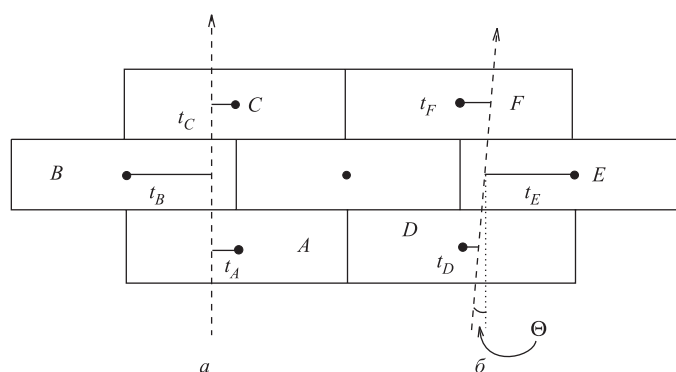


Рис. 4. Принцип действия усреднителя времени: а) для прямого трека; б) для наклонного трека. Θ — угол наклона трека

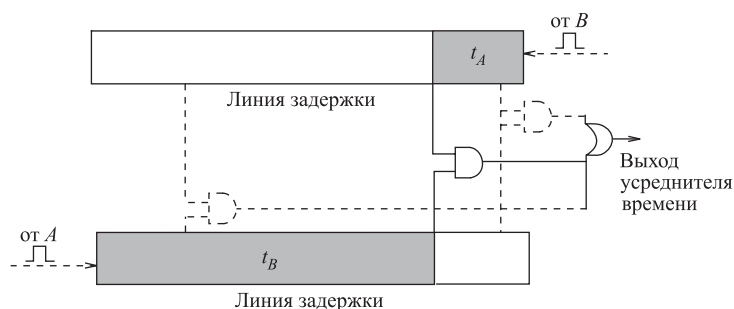


Рис. 5. Принцип действия модуля усреднителя времени

Работает усреднитель времени следующим образом. Сформированные сигналы от проволочек дрейфовых трубок поступают на входы двух схем задержки и распространяются в противоположных направлениях. Эти сигналы встречаются внутри усреднителя времени после фиксированного времени t_M . Если в усреднителе времени используются логические элементы И, то место, где встречаются сигналы, определяет время дрейфа. Другими словами, усреднитель времени в данном случае выполняет функцию времяцифрового преобразователя. В случае наклонных треков фиксация времени может произойти ранее интервала времени $(D + E)$ или позднее интервала $(E + F)$ в зависимости от наклона трека. Эта проблема может быть решена путем

дополнения небольшой секции к обоим выходам устройства. Тем самым будет выполнена коррекция к абсолютному времени встречи банчей [27]. Для реализации таких устройств используются перепрограммируемые логические матрицы.

Применение усреднителя времени в системе дрейфовых камер установки CMS обеспечивает не только идентификацию банчей, но и пространственное и временное разрешение, необходимое для функционирования триггерной системы первого уровня и реконструкции мюонных треков [28].

Идентификация банчей с помощью электронных модулей мониторинга дрейфовых трубок. В мониторинговой дрейфовой системе установки ATLAS используется 370000 алюминиевых дрейфовых трубок. С помощью сигнала, поступающего с выхода дрейфовой трубки, можно получить следующую информацию [29].

1. Время регистрации переднего фронта, которое определяет позицию мюонного трека. При этом величина бина для измерения времени нарастания переднего фронта равна 0,78 нс.

2. Информация о величине сигнала переднего фронта может быть использована для улучшения разрешения координаты трека.

3. Длительность заднего фронта содержит точную информацию относительно банча, в пределах которого сформирован сигнал.

Идентификация банчей с помощью электроники многопроволочных пропорциональных триггерных камер. В мюонной системе установки ATLAS используются многопроволочные пропорциональные камеры с тонким зазором, расположенные в торцах установки. Эти детекторы представляют специальный класс камер, в которых расстояние между анодными проволочками больше, нежели величина промежутка между катодной плоскостью и анодом [30]. Общее количество каналов считывания, включая и катодные микрополоски, составляет 330 К. Основное требование, которое предъявлялось при разработке интегральной микросхемы усиления и считывания сигналов, заключалось в получении высокого временного разрешения с целью обеспечения идентификации банчей [31]. Поэтому базовый усилитель построен на основе биполярного транзистора.

2. ИДЕНТИФИКАЦИЯ БАНЧЕЙ В КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ УСТАНОВКИ ATLAS

Сигналы от усилителей-формирователей жидкоаргонного калориметра установки ATLAS имеют длительность несколько сотен нс. Импульсы, поступающие от пластинчатого (сцинтилляционного) калориметра, имеют меньшую длительность, поскольку они поступают от сцинтилляционных счетчи-

ков. Однако в обоих случаях на выходах формирователей они имеют длительность порядка 45 нс.

Идентификация банчей в жидкоаргонном калориметре. Жидкоаргонный калориметр с геометрией типа «аккордеон» является типичным ионизационным детектором [32, 33]. Создание электромагнитного калориметра с геометрией абсорберов и электродов для сбора зарядов типа «аккордеон» позволило эффективно решить проблему высокой гранулированности (размеры ячейки $2,5 \times 2,5$ см) и задачу быстрого сбора зарядов.

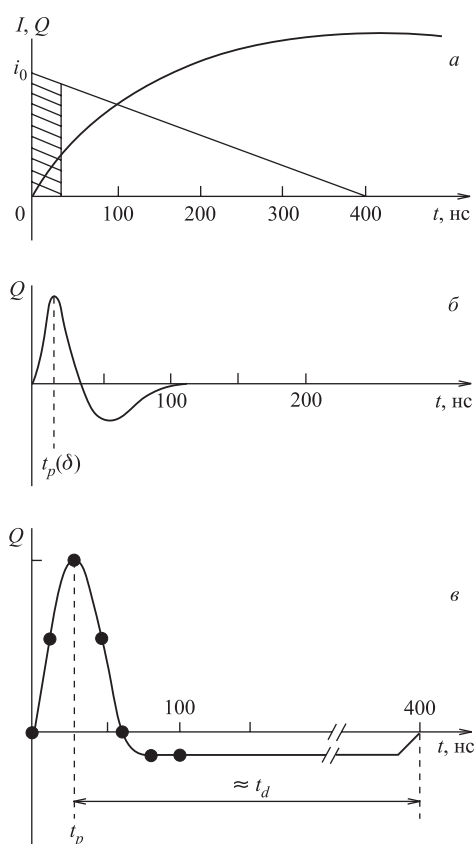


Рис. 6. Обработка сигнала, регистрируемого с помощью ионизационной камеры. а) Наведенный заряд от ионизирующей частицы, пролетающей сквозь щель между электродами; t_d — время дрейфа частиц между электродами; б) отклик усилителя-формирователя на короткий импульс тока δ ; в) отклик усилителя-формирователя на форму тока, изображенного на рис. а. Точками обозначены моменты появления банчей

Идентификация банчей в жидкоаргонном калориметре имеет важное значение для успешной реализации калориметрического триггера первого уровня. За исключением пластинчатого сцинтилляционного калориметра, остальные калориметры порождают выходные сигналы, длительность которых составляет несколько периодов встречи банчей. Большая множественность частиц делает невозможным расшифровку (идентификацию) данных, регистрируемых в детекторах даже в тех случаях, когда они интегрируются в течение большего периода, чем 25 нс. Поэтому данные от каждого субдетектора должны быть точно согласованы с временем встречи тех банчей, от которых они поступают.

Одним из способов формирования короткого импульса (менее 25 нс) является использование того факта, что время нарастания тока ионизации равно 1 нс. На практике это может быть достигнуто путем интегрирования тока в течение интервала времени τ , которое значительно меньше, чем время дрейфа t_d электронов в ячейке калориметра (рис. 6, *a*). Эта цель достигается путем последовательного соединения зарядово-чувствительного усилителя и биполярного формирователя импульсов. Пиковое время $t_p(\delta)$ представляет собой отклик на короткий импульс δ , который практически равен времени интегрирования. Как видно из рисунка, общее время сбора зарядов t_d (максимальное время дрейфа электронов в ячейке калориметра) составляет около 400 нс (см. рис. 6, *a* и *b*). Наведенный заряд имеет треугольную форму (рис. 6, *a*). Типичная амплитуда тока $i = 2,8$ мкА/ГэВ (рис. 6, *b*). На электродах детектора наводится сигнал треугольной формы с быстрым временем нарастания в несколько сотен нс и уменьшается до нуля после окончания времени дрейфа электронов через 400 нс. Импеданс детектора можно считать чисто емкостным в пределах 20 пФ–3 нФ (рис. 6, *в*). Точки на рис. 6, *в* обозначают моменты пересечения банчей. Ниже будут рассмотрены еще два подхода к идентификации банчей в жидкоаргонном калориметре.

Идентификация банчей для первого уровня триггерной системы установки ATLAS. Аналоговый метод. Одной из труднейших проблем при создании калориметрического триггера для электромагнитного калориметра является точная временная привязка величины измеряемой энергии к соответствующему банчу или группе банчей, следующих один за другим. С этой целью могут использоваться как аналоговые, так и цифровые устройства. В качестве аналогового формирователя обычно используются формирователи (дискриминаторы) временной привязки с пересечением нулевой линии [33]. Такой подход позволяет сформировать логический сигнал, у которого передний фронт совпадает с центром аналогового импульса. Временная пульсация (jitter) в такой схеме зависит от соотношения уровня помехи и полезного аналогового сигнала.

Цифровой метод. Позиция центра сигнала может быть фиксирована также с помощью цифровых схем. Такой подход имеет ряд преимуществ по сравнению с аналоговым методом:

- малая чувствительность к помехам;
- выборка временного интервала может быть совмещена с измерением энергии;
- параметры цифрового фильтра можно программировать.

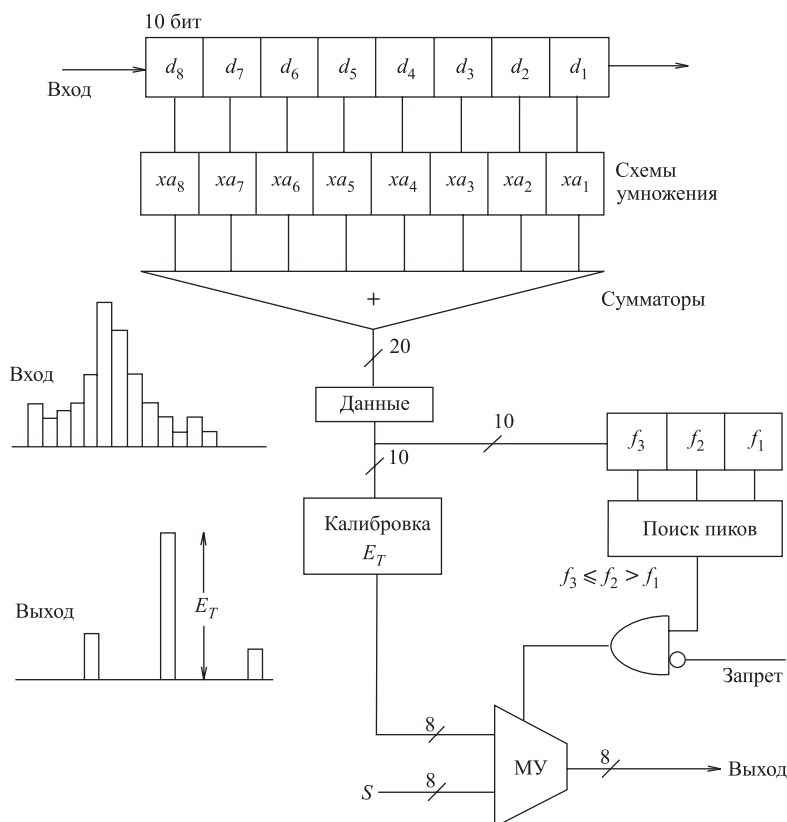


Рис. 7. Блок-схема идентификатора банчей для калориметрической системы установки ATLAS. В качестве примера показано восемь последовательных выборок: d_1-d_8 — ячейки сдвигового регистра; $x_{a_8}-x_{a_1}$ — ячейки умножителя; МУ — мультиплексор; f_3, f_2, f_1 — три последовательные выборки сигналов; E_T — поперечная энергия; S — количество банчей: 0 или 255

Калориметрический сигнал может укладываться в несколько банчей, и поэтому требуется комбинировать данные от нескольких измерений для оценки

энергии и идентификации банчей, в течение которых выделялась энергия в ячейках калориметра. Это достигается путем использования цифрового фильтра, выход которого анализируется с помощью табличной арифметики с целью измерения величины поперечной энергии E_T . На рис. 7 приведена блок-схема идентификатора банчей, которая представляет собой цифровой фильтр. Последовательность выборок поступает на вход сдвигового регистра. В свою очередь, фильтр функционирует параллельно. Причем каждая выборка умножается на отдельный коэффициент. В каждом такте взвешенные выборки суммируются с целью получения выходного значения фильтра и т. д. Последовательность выходов фильтра обрабатывается с помощью детектора пиковых значений, функции которого заключаются в том, чтобы запрещать прохождение тех выходных величин, которые не содержат локальных максимальных значений в данный момент времени [34, 35].

3. СИНХРОНИЗАЦИЯ СИГНАЛОВ ИЛИ ПРОЦЕССОВ В УСТАНОВКАХ ALICE и LHCb

Установка ALICE. Краткие сведения. Установка ALICE [9] прежде всего предназначена для изучения Pb–Pb- и Ca–Ca-столкновений при энергии 2,76 ТэВ/нуклон. Предполагаемая светимость при столкновениях Ca–Ca составляет $2,7 \cdot 10^{27}$ или $10^{29} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; Pb–Pb — $10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и $10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для p – p . При этом рождается до 8000 частиц на единицу псевдобыстроты в центральной области столкновений. Кроме того, предполагается проведение опытов при p – p -моде, при которой время столкновения банчей составляет 25 нс, в то время как при Pb–Pb-моде частота столкновений банчей будет в пять раз меньше.

Для проведения экспериментов требуются такие детекторы, как идентификаторы частиц по dE/dx , детекторы кольцевого изображения и времяпролетный детектор с большой чувствительной площадью порядка 160 м^2 . На рис. 8 приведено схематическое изображение установки ALICE в продольном разрезе. Установка состоит из внутреннего полупроводникового трекового детектора, времяпроекционной камеры цилиндрической формы, времяпролетного детектора, электромагнитного калориметра, детектора переходного излучения, двух детекторов кольцевого изображения и системы счетчиков для измерения частиц с большими импульсами, мюонного абсорбера и дипольного магнита.

Триггерная система установки ALICE состоит из трех уровней [9, 37–40]. На нулевой уровень (T_0) сигналы поступают с частотой 10 кГц после первоначальной задержки 1 мкс. На первый триггерный уровень (T_1) данные поступают с частотой 1 кГц с задержкой 2 мкс. И, наконец, второй (T_2) уровень принимает данные с частотой 200 Гц с задержкой 10–100 мкс. Пер-

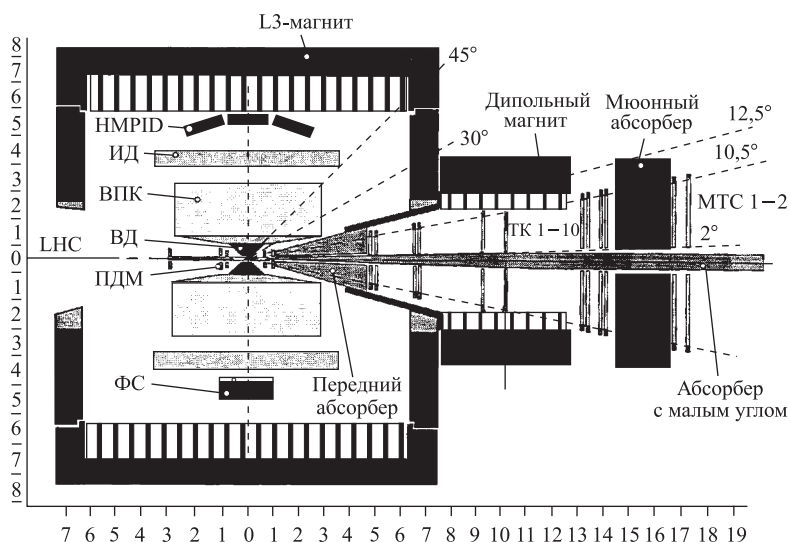


Рис. 8. Схематическое изображение установки ALICE: ФС — фотонный спектрометр; ПДМ — передний детектор множественности; ВД — внутренний трековый детектор; ВПК — времяпроекционная камера; МТС 1–2 — мюонные трековые камеры; ТК 1–10 — трековые камеры; ИД — идентификатор частиц; НМРІД — идентификатор частиц с большими импульсами

вые два триггерных уровня работают в синхронном режиме. Особенностью экспериментов на ALICE является то, что каждый из детекторов функционирует независимо. Нумерация событий усложняется тем, что не все детекторы регистрируют данные, относящиеся к конкретному событию. Практически это означает, что номера триггеров носят не последовательный характер. Поэтому в триггерной системе используется специальный блок, с помощью которого обозначаются номера событий, которые распределяются между всеми детекторами.

Т0-триггер. Основную часть триггера нулевого уровня составляют микроканальные платы (детекторы), которые располагаются симметрично по обеим сторонам области взаимодействия. Они обеспечивают на выходе очень короткий сигнал длительностью менее 2 нс, с временем нарастания переднего фронта 200 пс, и обладают небольшим временным разрешением порядка 50 пс. Кроме того, микроканальный детектор характеризуется большим коэффициентом внутреннего усиления (10^3 – 10^6), высокой гранулированностью 5–10 мкм и достаточной радиационной стойкостью. Передний фронт считываемого сигнала несет в себе точную временную информацию относительно центрального

столкновения релятивистских тяжелых ионов. Микроканальный детектор позволяет регистрировать множественность сигналов путем использования пассивного сумматора, формировать сигналы синхронизации, которые можно рассматривать как идентификаторы банчей, как строб-сигналы для электроники детекторов и временные отметки, с помощью которых можно определять позицию вершины события взаимодействия ядер пучков.

В первой версии микроканального детектора предлагалось разместить с каждой стороны области взаимодействия пучков по три микропластины, имеющие форму дисков [9]. Для считывания сигналов каждый диск разделен на сегменты, на которых располагаются микрополоски, покрывающие области псевдобыстроты 0,5–0,8 ед. Для построения детектора используется матрица, состоящая из отдельных пластин. В свою очередь, матрица помещается в вакуумную камеру с тонкими стенками.

В модифицированной версии T0-триггера вместо трех дисков микроканальных пластин используются детекторы, состоящие из одного диска [41], в которые интегрированы пассивный электронный сумматор и дискриминатор множественности.

Синхронизация элементов триггерной системы установки LHCb. Установка LHCb является типичным одноплечевым спектрометром с фиксированной мишенью. Полупроводниковый вершинный детектор используется для идентификации первичной и вторичной вершин распада. Два детектора кольцевого изображения (ДКИ1 и ДКИ2), покрывающие различные углы разлета частиц, служат для идентификации частиц. С помощью электромагнитного и адронного калориметров измеряется энергия идентифицированных частиц. Для идентификации мюонов используется мюонный детектор.

Триггерная система спектрометра LHCb состоит из четырех уровней L0 ÷ L3. В этом разделе более подробно рассмотрим назначение и параметры L0-триггера, или, как еще называют это устройство, L0-электроники детекторов. В целом синхронизация элементов экспериментальной установки базируется на сигналах, поступающих от ускорителя. Затем эти импульсы поступают на временную распределительную систему. С помощью T0-электроники сигналы, регистрируемые в детекторах, усиливаются и запоминаются в устройствах конвейерного типа. Количество каналов регистрации превышает 10^6 . Причем временное разрешение детекторов должно обеспечивать строгое совпадение считываемых сигналов в пределах соответствующего им банча. Поэтому все электронные блоки должны быть строго синхронизированы с временем поступления банчей. При номинальной скорости встречи банчей, равной 40,08 МГц, как это имеет место на установках ATLAS и CMS, на установке LHCb реально происходит 2622 столкновения вместо номинальных, общее количество которых равно 3564 банча. Следует отметить, что с учетом особенностей эксперимента на LHCb структура банчей может меняться [42].

4. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ НА УСТАНОВКЕ ALICE

На установке ALICE используется множество детекторов, предназначенных для идентификации частиц и регистрации трековой информации. Некоторые детекторы, как, например, времяпроекционные камеры и детекторы переходного излучения, одновременно выполняют также функции трековых детекторов.

Времяпроекционные камеры. Одна из первых времяпроекционных камер (ВПК) описана в [43,44]. В обзоре [45] приведен ряд ВПК, получивших применение в таких физических установках, как PEP-4 (Беркли) [46], TOPAZ [47], DELPHI [48], ALEPH [49] и др. Важным качеством ВПК является возможность регистрации большого количества треков частиц (несколько сотен) и возможность идентификации частиц путем измерения величины dE/dx .

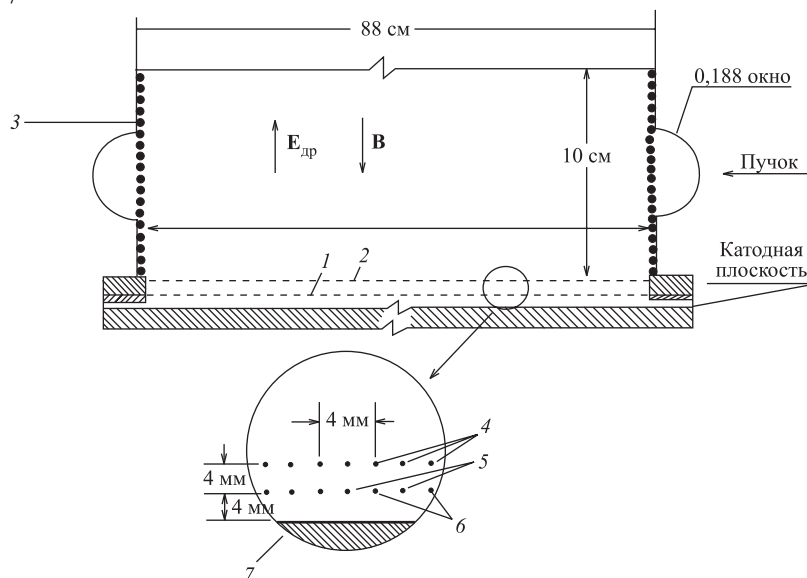


Рис. 9. Схема дипольной ВПК, где показаны дрейфовые электроды, область дрейфа и многопроволочные пропорциональные камеры: 1 — чувствительные проволочки; 2 — экранная плоскость; 3 — защитное кольцо для дрейфового поля; 4 — защитные проволочки; 5 — чувствительные проволочки; 6 — полевые проволочки; 7 — катодная плоскость

По существу, ВПК представляет собой усовершенствованный вариант ионизационной камеры. Поэтому данный тип детектора имеет относительно малую скорость срабатывания. Так, время дрейфа при длине полного дрейфового промежутка 2,5 м составляет 100 мкс. Типичная ВПК имеет относительно простую конструкцию (рис. 9). По форме она представляет собой

цилиндр, наполненный смесью газов аргона и метана, в центре которого проходит ионопровод ускорителя. ВПК окружена сверхпроводящим соленоидом, который обеспечивает магнитное поле порядка 20 кГс. Центральная проводящая мембрана, находящаяся под потенциалом 150 кВ, разделена на две половины. У торцов камеры расположены многопроволочные пропорциональные камеры (МПК) с катодным считыванием, которые разделены на определенное количество сегментов. Таким образом, чувствительный объем камеры не содержит детекторных элементов или какого-нибудь другого вещества, кроме газовой смеси.

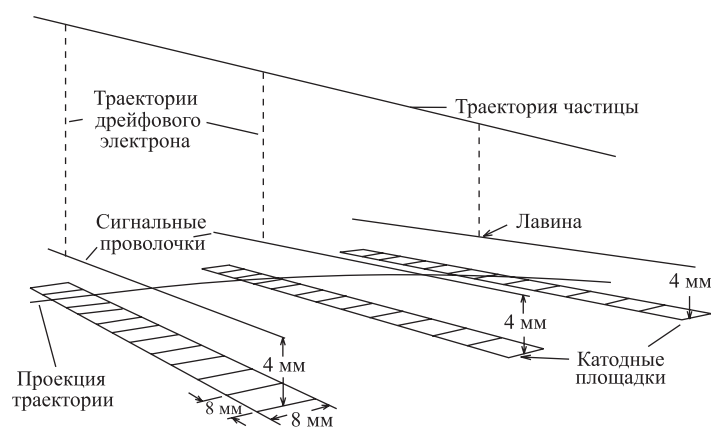


Рис. 10. Детальная схема принципа действия ВПК: геометрия пропорциональных анодных сигнальных проволочек и катодных микрополосок, а также типичные траектории частиц, траектории дрейфовых электронов и позиции лавины

Работа камеры основана на принципе электронного проецирования треков частиц на чувствительные электроды МПК, расположенные на торцах цилиндра, как это показано на рис. 10. В результате ионизации заряженной частицей газовой смеси вдоль траектории частицы образуются облака электронов, которые под действием электрического поля дрейфуют со скоростью 50 мкм/нс в направлении МПК с катодным считыванием, где они детектируются (рис. 10). Две координаты r и ϕ определяются в соответствии с позицией микрополосок, расположенных в катодной плоскости МПК, и проволочек МПК, а третья координата z вычисляется по времени дрейфа электронов вдоль оси пучка. Таким образом, ВПК обеспечивает измерение трех координат на каждом треке. Электроника позволяет регистрировать сотни треков с высокой разрешающей способностью (сотни мкм). Причем на каждый трек обеспечивается считывание до сотни выборок. Тем самым обеспечивается точность измерения координат до 3%. Дипольный магнит выполняет две функции: отклоняет заряженные частицы в плоскости МПК с целью измерения импульсов частиц и уменьшает диффузию электронов.

ВПК установки ALICE. Возможность эффективной работы ВПК в условиях высокой плотности треков частиц была убедительно показана в эксперименте NA-49 на SPS, CERN [50]. ВПК на установке ALICE является одним из важнейших детекторов, который предназначен для регистрации трековой информации и идентификации частиц [9, 51, 52]. Столкновение ионов порождает большую множественность частиц. Предполагается, что для центральных Pb–Pb-событий будет регистрироваться до $3 \cdot 10^4$ треков. При таких условиях для достижения приемлемого двухтрекового разрешения требуется трехмерное считывание координат частиц с высокой пространственной гранулированностью катодной плоскости (несколько мм).

Устройство камеры. ВПК установки ALICE имеет цилиндрическую форму, длину 500 см и разделена на две дрейфовые половины. Внутренний и внешний радиусы равны 0,88 и 2,50 м. Общая длина камеры составляет 5 м, объем камеры 88 м^3 . Средняя плоскость, находящаяся под высоким напряжением 100 кВ, делит чувствительный объем на две равные части. Заряды собираются с помощью $5 \cdot 10^5$ микрополосок, которые располагаются в торцах цилиндра. Каждая микрополоска подключена к входу предусилителя-формирователя и далее к параллельному АЦП. Для достижения необходимого двухтрекового разрешения (лучше нескольких мм) и относительного разрешения по импульсу лучше 2% от каждой микрополоски необходимо считывать до 1000 временных выборок. В результате на общей чувствительной поверхности 86 м^2 получается до $5 \cdot 10^8$ пикселей. Общее количество частиц в центральных событиях может составлять 10^4 на единицу псевдобыстроты.

Особенности конструкции. Это касается прежде всего геометрии проволочек и микрополосок. Такой детектор получил название «камера с кольцевыми катодами» [51, 52]. Камера имеет гораздо меньшую массу по сравнению с другими аналогичными известными детекторами, высокую стабильность работы. Кроме того, максимизируется фракция сигнала, наводимого на микрополосках, от которых считывается сигнал и минимизируется количество плоскостей, состоящих из проволочек. Это достигается путем использования кольцевой геометрии микрополосок толщиной 50 мкм, которые окружают чувствительные проволочки.

В экспериментальных образцах микрополоски имеют длину несколько миллиметров. Чувствительная ячейка, образуемая микрополоской, представляет собой цилиндр, расположенный вокруг чувствительной проволочки (рис. 11). Длительность считываемого сигнала равна 4 нс, что весьма важно с учетом короткого времени между банчами.

Электроника времяпроекционной камеры. Длина дрейфового промежутка и постоянная времени диффузии определяют большинство параметров электроники усиления и формирования сигналов [53, 54]. Для ВПК выбрана газовая смесь, состоящая из 90% Ne + 10% CO₂, со скоростью дрейфа 2,5 см/мкс. Средняя величина продольной диффузии формирует сигнал дли-

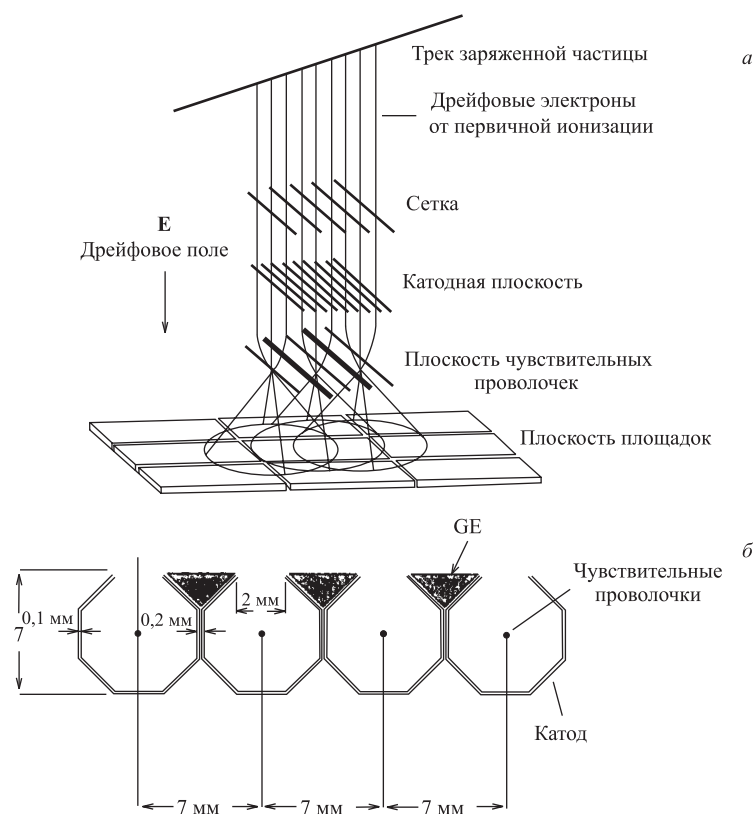


Рис. 11. Традиционная схема времяпроекционной камеры (а) и камера с кольцевыми катодами (б). GE — элемент для сбора зарядов

тельностью 240 нс, что позволяет использовать частоту выборки 10 МГц. Общий дрейфовый промежуток длиной 250 см разделен на 1000 временных окон, причем каждое окно соответствует дрейфовому промежутку 2,5 мм.

Электроника считывания и формирования сигналов состоит из $5 \cdot 10^6$ каналов. Основными устройствами для каждого канала являются: зарядово-чувствительный усилитель-формирователь, аналоговая память, выполненная на основе переключаемых конденсаторов, параллельный 10-разрядный АЦП, цифровые данные от которого мультиплексируются и передаются на оптическую линию передачи. При этом получается до 1024 10-разрядных чисел на одну выборку.

Идентификация частиц. ВПК установки ALICE обеспечивает идентификацию частиц при определенных значениях импульсов путем измерения величины dE/dx (5–7%) и хорошее разрешение по импульсу $\Delta p/p$ 1%

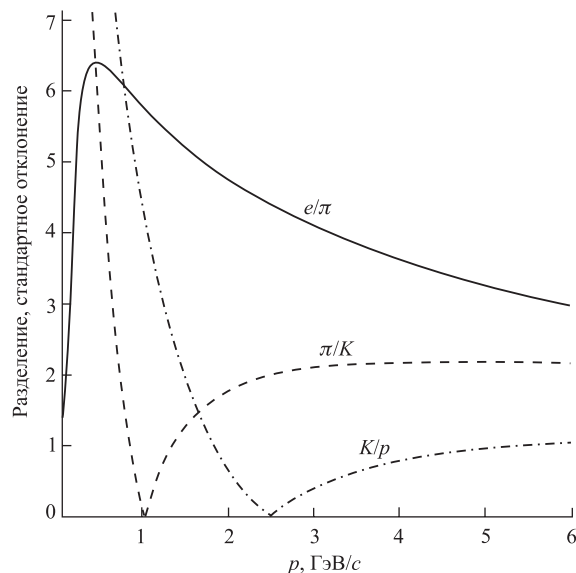


Рис. 12. Разделение частиц с помощью ВПК установки ALICE

при магнитном поле 0,5 Тл. Моделирование показало, что с помощью ВПК можно получить трековую эффективность 97% и пространственное разрешение 300 мкм [55]. На рис. 12 изображен принцип разделения частиц на ВПК установки ALICE [9]. Видно, что электроны с импульсами ниже 5 ГэВ идентифицируются путем измерения dE/dx с помощью ВПК с $\sigma \geq 3$. Идентификация адронов ограничивается областью с небольшими импульсами.

Времяпролетная методика на больших площадях. Основное требование к времяпролетному детектору с физической точки зрения заключается в следующем.

— Для адронов: детектор должен измерять импульсы в пределах от 0,5 ГэВ/с (верхний предел для dE/dx в ВПК при разделении K/π) вплоть до 2 ГэВ/с (статистическое ограничение для отдельного события). При разрешении 100 пс можно гарантировать разделение $K\pi$ от 3σ до $p_3\sigma = 2,1$ ГэВ/с (времяпролетный детектор расположен на расстоянии 3,5 м от оси пучка).

— Для электронов: времяпролетный детектор покрывает ту область, в которой с помощью dE/dx не идентифицируются электроны и пионы ($40 < p < 200$ МэВ/с).

На установке ALICE предполагается использовать практически новый подход к созданию времяпролетной техники — баррель длиной 7 м на большой площади ~ 160 м², содержащей более 170000 каналов считывания. Требуемое временное разрешение лучше 150 пс. В новой методике в качестве

основного элемента используется камера с резистивными платами, которые имеют временное разрешение ~ 50 нс. Используя такую методику, можно идентифицировать частицы по времени пролета и регистрировать до 10000 заряженных частиц на единицу псевдобыстроты. Большинство из этих частиц можно идентифицировать с помощью времяпролетной техники. Она обеспечивает также идентификацию частиц в пределах импульсов от 0,5 до 2,5 ГэВ/с в центральной области.

Детектор создается по модульному принципу, каждый из модулей содержит 2800 каналов (60×60 ячеек). Далее сигналы, считываемые от ячеек времяпролетного детектора, передаются на времяцифровые преобразователи с динамическим диапазоном 24 мкс и с разрешением несколько пс [56]. Предполагается, что времяпролетный детектор должен состоять из определенного количества сегментов, имеющих углы $18\text{--}20^\circ$, длиной 4 м [57]. Особенно перспективными являются ячейки с несколькими промежутками между платами.

Ячейки времяпролетного детектора. В [58] приведен обзор широкого класса микроструктурных газовых детекторов, основной особенностью которых является малое расстояние между анодом и катодом, что позволяет наряду с лавинным режимом работы резко уменьшить время сбора зарядов.

В проекте установки ALICE в качестве ячеек времяпролетного детектора рассматриваются счетчики Пестова и камеры с параллельными платами. Счетчик Пестова был разработан в Новосибирске [59]. Он представляет собой газовый детектор с параллельными платами, работающий в стримерном/искровом режиме и имеющий один газовый промежуток. Счетчик работает под давлением 12 бар, что позволяет генерировать 4–5 первичных электронов. Ниже приводится ряд положительных качеств, которые позволяют рассматривать счетчик Пестова в качестве кандидата для построения времяпролетного детектора на большой площади на установке ALICE.

- Скорость счета лучше 2 кГц/см².
- Время эксплуатации больше 10^{10} искр на см², что равносильно длительности сеансов в течение 20 лет.
- Эффективность счета 96 %.
- Чувствительная поверхность имеет глубину всего лишь 100 мкм.
- Выходной сигнал достаточно велик, что позволяет обходиться без предусилителя.

Однако еще требуется проведение ряда испытаний больших систем, прежде чем можно будет уверенно использовать счетчик Пестова для создания времяпролетного детектора. Предварительные испытания показали удовлетворительные результаты. Так, в первом прототипе с активной поверхностью $40,68 \times 540$ мм получено разрешение 70 пс. Разрешение по координате составило 2 мм [9].

Счетчик с параллельными платами представляет собой детектор с одним газовым промежутком, работающим в лавинном режиме. Описанный в [60] счетчик с параллельными платами имеет однородную характеристику и высокую эффективность. Он состоит из двух планарных металлизированных электродов. Типичные размеры счетчика находятся в пределах от 30×30 до 60×60 мм при толщине в несколько мм. Усиление сигнала первичных электронов обеспечивается с помощью электрического поля 4–6 кВ/см. Движение электронов в лавине индуцирует быстрый сигнал (время нарастания сигналов на электродах равно 1 нс). Газовое усиление без искр составляет 10^4 . Моделирование показало, что временное разрешение счетчика составляет 100 пс. В [61] описана измерительная электроника, разработанная для времяпролетных измерений на основе счетчиков с параллельными платами и счетчиков с резистивными платами.

Счетчик с резистивными платами был разработан Р. Кантанико и Р. Карделли в 1980 г. [62, 63]. Как отмечается в [64], в таком счетчике с резистивными платами сочетаются высокое пространственное разрешение, присущее МПК, и временное разрешение, характерное для сцинтилляционных счетчиков. Важно, что такой газовый детектор не содержит проволочек, а сигналы считываются от микрополосок, расположенных в двух плоскостях. Пространственное разрешение зависит от размеров микрополосок. Счетчик имеет простую конструкцию и низкую стоимость. Основу счетчика составляют две параллельные бакелитовые платы. Пространство детектора наполняется смесью газов: аргон/бутан в соотношении 60/40 и несколько процентов фреона. Типичная поверхность 4×4 см. Описанный в [64] счетчик работает в стримерном режиме при электрическом поле 4 кВ/мм. Такой режим обеспечивает большую амплитуду сигнала вплоть до частоты 100 Гц/см^2 . При этом уменьшаются требования к электронике считывания. Однако работа счетчика в стримерном режиме не может обеспечить высокую скорость счета, необходимую для построения времяпролетной системы на установке ALICE. Более высокую скорость можно получить путем повышения сопротивления электродов или подбора газовой смеси.

Дальнейшее усовершенствование счетчиков с резистивными платами было направлено на повышение эффективности и улучшение временных параметров путем создания конструкции с несколькими промежутками и обеспечения работы счетчика в лавинном режиме при атмосферном давлении [65]. Необходимый режим работы счетчика достигается путем уменьшения давления в газовом промежутке. При этом уменьшение газового усиления компенсируется с помощью предусилителей. Кроме того, частота счета достигает 300 Гц/см^2 [66]. Получены следующие параметры: временное разрешение составило 120 пс при эффективности 98 % для минимально ионизирующих частиц; камера имеет четыре промежутка с шириной щелей 0,3 мм; размеры активных плат составляют 4×4 см; газовая смесь содержит $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4 + 5\%$ изобу-

тана + 10 % SF₆. В [67] исследованы вопросы влияния фреона на эффективность работы детектора. Так, добавка всего 0,5 % к смеси 89,5 % аргона и 10 % изобутана существенно расширяет плато. Проведено моделирование счетчика с резистивными платами в лавинном режиме. Создание лавинного режима работы детектора позволяет получить частоту счета до 300 Гц/см² [66].

Усовершенствованный счетчик. Суть усовершенствования, которое было предложено в 1998 г. [68], заключается в том, что в газовый объем, расположенный между электродами, введена резистивная плата. В результате с помощью относительно простой конструкции можно получить временное разрешение 100 пс и менее. Такого разрешения достаточно, чтобы различать π -, K -, p -частицы.

Ключевым моментом в функционировании такого счетчика является то, что электрическое поле в газовом объеме является равномерным. Как следствие этого, практически отсутствует дрейф электронов, лавинный процесс начинается практически мгновенно, и детектируемый сигнал появляется, как только лавина достигает катода. При этом временной джиттер сигнала пропорционален времени развития лавины или, другими словами, длине промежутка, поделенной на скорость дрейфа. Отсюда следует, что для получения высокого разрешения необходим газовый промежуток. Этот факт был установлен на примере счетчика Пестова, с помощью которого временное разрешение лучше 50 пс было получено при длине промежутка 100 мм. Однако результат был получен при давлении 12 атм, что создает определенные трудности при изготовлении счетчиков и их эксплуатации.

Счетчики с несколькими промежутками. Резистивная камера с несколькими промежутками была предложена в [69]. Она состоит из стека резистивных плат, разделенных между собой прокладками равной толщины, которые создают газовые промежутки. Электроды располагаются на внешних резистивных платах, которые находятся под напряжением, в то время как внутренние платы находятся под неопределенным потенциалом, который остается постоянным в процессе работы счетчика. Несмотря на множество промежутков достаточно иметь в конструкции один анод и один катод. Длина промежутков в детекторе, разработанном для установки ALICE [70], составляет 200–300 мкм. Для считывания сигналов используются микрополоски с активной поверхностью 1,2 м × 7 см. В свою очередь, каждая микрополоска состоит из 96 площадок размером 2,5 × 3,5 см.

Прототип камеры с несколькими промежутками для установки ALICE. В [71] исследовались свойства камеры с несколькими промежутками в зависимости от состава газовой смеси и влияние смеси на временное разрешение. Камера представляет двоянный стек, состоящий из резистивных стеклянных плат с пятью газовыми промежутками шириной 250 мкм. В качестве основных была выбрана смесь газов C₂F₄H₂ (90 %) + C₄H₁₀ (5 %) + SF₆ (5 %). Камеры с несколькими промежутками должны удовлетворять двум основным условиям:

— резистивные платы не должны практически влиять на сигналы, генерируемые лавинами внутри каждого промежутка;

— напряжение на внутренних платах не должно существенно меняться в процессе прохождения потока электронов и положительных ионов.

Первые измерения, проведенные в 1999 г., показали, что отдельная ячейка с пятью промежутками, у каждого из которых длина 220 мкм, имеет разрешение по времени 70 пс [73]. В [74] приведены последние результаты тестирования детектора с пятью промежутками, который предназначен для создания времяпролетной системы установки ALICE. Детекторная ячейка состоит из двух стеков детекторных элементов с пятью стеклянными платами, которые разделены промежутками шириной 250 мкм. Из ячеек создаются детекторные элементы, которые образуют относительно длинные полосы с активной поверхностью $120 \times 7,4$ см, которые, в свою очередь, разделены на две колонки. Каждая полоска состоит из 96 площадок размером $2,5 \times 7,3$ см. В целом времяпролетная система состоит из 18 секторов по 20° в направлении угла ϕ . Далее, каждый сектор разделен на 15–19 полосок, расположенных перпендикулярно частицам, исходящим из точки взаимодействия, расположенной в плоскости r, ϕ .

Электроника детектора. Выходы камеры подключаются непосредственно к входу высокочастотного (2,5 МГц) усилителя. Электронная цепочка состоит из быстрого двухкаскадного усилителя, дискриминатора с регулируемым порогом, выход которого подключен к входу ВЦП [61]. В [75] описана электроника, разработанная для камер с резистивными платами, которые имеют разрешение 55 пс и эффективность детектирования 99 %. Схема электронного канала состоит из быстрого (2,5 ГГц) двухкаскадного усилителя, дискриминатора и внешнего времяцифрового преобразователя. Кроме того, с выхода усилителя сигналы поступают также на вход зарядово-чувствительного усилителя. Другими словами, с помощью этой схемы имеется возможность измерять и время.

Как будет показано ниже, счетчики с резистивными платами широко используются в мюонных спектрометрах и триггерных системах первого уровня.

5. ДЕТЕКТОРЫ КОЛЬЦЕВОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ ALICE

Детекторы кольцевого изображения (ДКИ). Особенностью нового типа детектора, который был предложен в середине 1970-х гг. с целью идентификации частиц в экспериментах по физике высоких энергий, является то, что в нем центральным элементом является детектор кольцевого изображения. В 1980-х гг. ДКИ создавались для идентификации заряженных частиц и прежде всего адронов с широким интервалом импульсов, с большим углом

разлета и обеспечивали одновременную идентификацию нескольких частиц в условиях высокой пространственной и угловой плотности частиц. При этом использовались ДКИ с газовыми радиаторами, в качестве детекторов применялись фотонные TMAE или CsI-детекторы. Такие детекторы применялись на установках HERA-B с целью исследования B -физики. Эти эксперименты проводились в 1998–1999 гг. [76].

Развитие метода идентификации частиц, основанного на детектировании и локализации с помощью многопроволочных камер черенковских фотонов, описано в [77] (см. также ссылки, приведенные там) и заключается в следующем. Быстрые заряженные частицы со скоростью β проходят сквозь прозрачную среду с рефрактивным индексом n . При этом фотоны эмитируются когерентно в соответствии с эффектом Черенкова в угле $\cos\beta = 1/n$ при $\beta > 1/n$. С помощью зеркала, расположенного в конце объема радиатора, фотоны отражаются на круглый образец, расположенный в плоскости детектора. Измерение радиуса кольца обеспечивает непосредственно оценку угла β . Для обеспечения большой детектируемой плоскости было предложено использовать фоточувствительную многопроволочную пропорциональную камеру. Широкое применение нашли два метода детектирования черенковского света: детектирование кольцевого изображения и пороговый метод. Детектор кольцевого изображения (RICH — ring imaging Cherenkov chambers) располагается на расстоянии 4,7 м от оси пучка и занимает площадь ~ 10 м². Он предназначен для измерения частиц с большими импульсами в интервале 2–20 ГэВ/с. Особенностью использования ДКИ на установке ALICE является широкий диапазон импульсов частиц и большая множественность (до 50 част./м²). Такой детектор рассматривался в качестве альтернативы времяпролетного детектора и успешно использовался в таких крупных экспериментах, как OMEGA, DELPHI [78], CRID и др. Было доказано, что такие приборы надежно детектируют в широком диапазоне отдельные фотоэлектроны в газовых детекторах.

Развитие методики ДКИ. Развитие методики идентификации частиц путем измерения величины dE/dx и использования модифицированных черенковских счетчиков рассмотрено в работах [79, 80]. Как отмечалось выше, первый метод широко использовался около 30 лет в экспериментах по физике высоких энергий и реализовывался с помощью газовых детекторов. Кроме того, на установке ALICE предлагается использовать для этих целей полупроводниковые дрейфовые камеры (см. ниже). Что касается второго метода, то для идентификации частиц применяются ДКИ и детекторы переходного излучения, которые являются пороговыми и трековыми детекторами.

С учетом параметров и возможности регистрации множественности частиц рассматриваются три поколения ДКИ [79]. С помощью детекторов первого поколения можно было регистрировать одиночные фотоэлектроны. Детекторы первого поколения могут быть использованы в будущих экспе-

риментах с целью идентификации частиц с импульсами свыше 40–50 ГэВ/с. Здесь требуются газовые радиаторы. Их основные преимущества заключаются в следующем: возможность непрерывной очистки, высокая квантовая эффективность, которая позволяет использовать кварц, возможность применения ДКИ в далекой ультрафиолетовой области.

Второе поколение ДКИ отличается большой величиной газового усиления $(2-5) \cdot 10^5$, малой константой интегрирования заряда ($\sim 5 \cdot 10^4$), небольшим временем дрейфа, низкими шумами электроники менее $(500e^-)$ и возможностью применения пиксельных детекторов. В принципе все три наиболее известных фотокатода, такие как ТМАЕ, ТЕА и CsI, могут быть использованы для построения ДКИ. В качестве примеров использования ДКИ второго поколения называются такие установки, как ALICE, Hades и CLEO.

Развитие третьего поколения ДКИ направлено на дальнейшее уменьшение интегральной зарядовой константы до 10–20 нс, которая необходима в связи с высокой скоростью новых ускорителей. Все ДКИ и детекторные системы этой группы разрабатываются с учетом регистрации до 30 фотонов на кольцо, что в три раза больше по сравнению с детекторами предыдущих поколений. ДКИ третьего поколения применяются в таких установках, как HERA-B и LHCb (см. ниже). Дальнейшее развитие ДКИ направлено на повышение эффективности детектирования фотонов в видимом диапазоне [80]. В частности, это достигается путем развития и использования мультипиксельных вакуумных фотосенсоров, работающих в световом диапазоне, позволяющих улучшить угловое разрешение на порядок по сравнению с газовыми ультрафиолетовыми фотосенсорами. Весьма перспективным направлением следует считать применение для регистрации фотонов черенковского излучения с помощью пиксельных полупроводниковых детекторов.

Применение ДКИ на установке ALICE. Развитие ДКИ направлено на возможность приема видимого черенковского излучения, что позволяет упростить конструкцию детектора. Кроме того, разработка фотодетектора с полупроводниковыми пиксельными ячейками приводит к созданию гибридного фотодетектора. Использование фотодиода позволяет на порядок улучшить угловое разрешение ДКИ, разработать пиксельные фотодетекторы с большой площадью и использовать интегральные микросхемы для считывания сигналов.

Детектор на основе CsI в фотоконверторе. Детектор на основе CsI разработан для идентификации частиц с большими импульсами порядка 2–5 ГэВ/с. В [81] описаны результаты тестирования ДКИ, основанного на CsI-фотоконверторе. Описана также конструкция прототипа детектора, собранная из четырех CsI-фотокатодов, каждый из которых имеет размеры 64×40 см и двух радиаторов C_6F_{14} . Рефрактивный индекс $n = 1,248$ и $\lambda = 180$ нм соответствуют средней энергии фотонов. Результаты моде-

лирования показали, что в центральных Pb–Pb-столкновениях при энергии 2,75 ТэВ/нуклон максимальная плотность может составлять до 100 част./м² при условии, что одно плечо детекторной системы расположено на расстоянии 5 м от точки взаимодействия.

В [82] описан детектор, состоящий из семи ДКИ. Он предназначен для идентификации π - K -частиц с импульсами $1 < p < 2,7$ ГэВ/с и K - p с импульсами $1,5 < p < 5$ ГэВ/с. Детектор, названный идентификатором частиц с большими импульсами, имеет площадь 11 м². Он содержит МПК с большой квантовой эффективностью, сегментированные CsI-фотокатоды, используемые для конверсии черенковских фотонов. Электроника считывания сделана в виде 16-канальной микросхемы, которая выполняет функции аналогового мультиплексора и низкошумящего сигнального процессора. Аналоговые сигналы оцифровываются с помощью 12-разрядного АЦП.

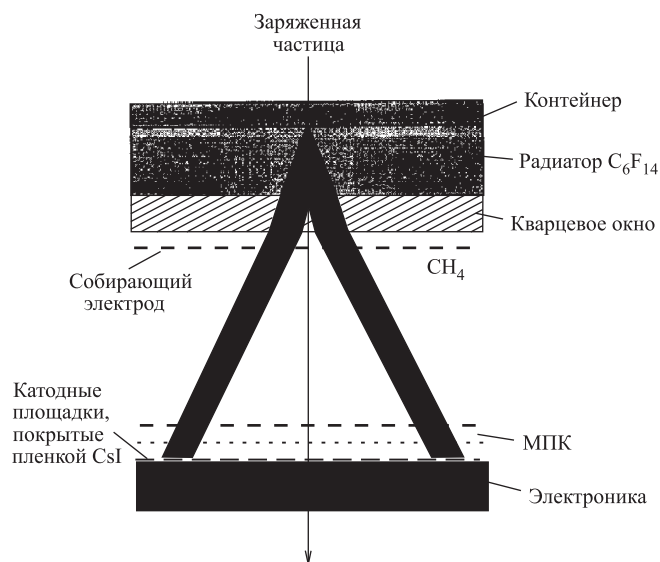


Рис. 13. Схема детектора кольцевого изображения на основе CsI

На рис. 13 приведена схема прототипа ДКИ [83]. Принцип работы детектора заключается в следующем. После прохождения частицами слоя жидкого радиатора C_6F_{14} толщиной 10 мм (рефрактивный индекс $n = 1,2998$ при $\lambda = 180$ нм, соответствующий средней энергии фотонов) эмитируются черенковские фотоны, которые попадают на фотодетектор, отделенный от радиатора узким промежутком. В результате черенковское кольцо получается

с помощью дополнительной фокусировки. Фотодетектор состоит из МПК, в которой катод покрыт тонким слоем CsI, выполняющим функцию фотоконвертора. Некоторые катоды сегментируются для получения двумерного изображения; сегменты имеют размеры 8×8 мм. Приемлемые радиусы колец должны составлять 100–150 мм при угловом разрешении 6 мрад. Угол эмиссии по направлению движения частиц является черенковским углом. Он зависит как от скорости частиц, так и от свойств радиатора в соответствии с соотношением $\cos \theta = 1/n\beta$. Практически это значит, что рассмотренный процесс имеет место для импульсов частиц, имеющих определенный порог выше $1,22M$ ГэВ/ c^2 и зависит от массы M заряженной частицы. Прототип детектора, разработанный для установки ALICE, имеет общую площадь смонтированных семи модулей ДКИ 11 м^2 . Как видно из рис. 13, параллельно кварцевому окну расположены проволочные электроды, собирающие заряды. Ультрафиолетовые фотоны детектируются с помощью фотодетектора, состоящего из обычной МПК, у которой расстояние между проволочками составляет 2 мм и ширина щели между анодными проволочками и катодом равна 2 мм. Диаметр проволочки равен 20 мкм. Окончательно они конвертируются в электроны с помощью твердого фотокатода, состоящего из тонкого (500 мкм) слоя CsI, напыленного на микрополоски, используемые для считывания сигналов.

Обработка изображений. Основная идея заключается в следующем. В плоскости фотодетекторов определяются координаты фотонов. Используя их, нужно реконструировать кольца, которых на плоскости детектора очень много. Поэтому обработка изображений представляет собой довольно сложную процедуру, для решения которой требуется применение сложной математики. Необходимо знать радиус и центр каждого кольца. Положение центра кольца определяет ось черенковского конуса, т. е. угол эмиссии частицы, породившей черенковский свет. Радиус кольца определяет растр конуса черенковского свечения, т. е. скорость частицы. Для обработки изображений применяются также нейронные сети [84], широкое применение получил метод трансформации Гофа, который использовался также для обработки трековой информации [85]. В [86, 87] описывается алгоритм использования трансформации Гофа применительно к обработке изображений, регистрируемых с помощью ДКИ. Нередко этот метод называется еще методом гистограммирования с переменным наклоном. Суть метода заключается в том, что любая кривая, принадлежащая какому-либо образу в декартовой системе координат, представляется множеством точек $[x_1, y_1, \dots, (x_n, y_n)]$ или параметрической кривой на мультипараметрической поверхности. Различные параметризации кривой могут быть использованы для установления связей между декартовыми координатами и параметрами поверхности. По мере широкого внедрения пиксельных полупроводниковых детекторов обработка изображений может существенно упроститься.

6. ПРИМЕНЕНИЕ ДЕТЕКТОРОВ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Детектирование переходного излучения представляет собой неструктурную методику идентификации электронов и адронов в той области энергии, где черенковские измерения невозможны. Переходное излучение имеет энергию порядка нескольких десятков кэВ. В том случае, когда ультрарелятивистские частицы ($\gamma > 1000$) пересекают границу двух веществ с различными константами, эмитируются фотоны рентгеновского излучения.

Типичный детектор переходного излучения (ДПИ) состоит из множества слоев так называемых радиаторов, прослоенных плоскостями МПК, с помощью которых собираются заряды. В качестве радиаторов в основном используется фольга из пластика (толщиной 15–30 мкм). Расстояние между слоями составляет 200 мкм, количество слоев достигает нескольких сотен. Применение ДПИ в области физики высоких энергий имеет ряд преимуществ, прежде всего, возможность режекции в предпороговом состоянии частиц с известными массами, например, в мюонных детекторах, используемых на коллайдерах для идентификации частиц, таких как пионы и протоны, с целью дискриминации электронов и пионов. Известно, что эффект черенковского излучения, начиная с 1960-х гг., широко использовался для идентификации частиц с известной энергией [88–92]. Свойство ДПИ выполнять функции порогового устройства и мюонного трекового детектора описано в [88].

ДПИ на установке ALICE. В усовершенствованном проекте ALICE ДПИ используется для повышения качества идентификации электронов и регистрации трековой информации, что весьма важно при большой множественности частиц в центральных Pb–Pb-столкновениях. Поэтому основными требованиями к ДПИ являются качественное отклонение пионов и высокое разрешение координат зарегистрированных частиц. Кроме того, в сочетании с другими детекторами установки ALICE ДПИ позволят изучать составляющие кваркония ($J/\psi, \psi'$), состав Υ -семейства, а также открытые очарованные и прелестные частицы. Использование ДПИ позволит значительно расширить первоначальную программу физических исследований на установке ALICE. Проект дополнительного использования ДПИ был предложен в 1999 г. [86]. Основной мотив применения ДПИ заключается в том, что путем увеличения отклонения пионов по крайней мере в 100 раз при импульсе 2 ГэВ/с ДПИ вместе с другими детекторами позволяет изучать в центральной области различные аспекты диэлектронной физики и др. Инклюзивный электронный канал дает возможность изучать полупертоновые распады адронов. Кроме того, использование ДПИ позволяет повысить селективность триггерной системы и качество регистрации трековой информации.

Обычно ДПИ включает несколько идентичных модулей, каждый из которых состоит из радиатора и детектора. В качестве детекторов используются МПК, дрейфовые камеры, дрейфовые и соломенные трубки и др. По мере

прохождения частиц сквозь радиатор на границе двух веществ с различной диэлектрической проницаемостью порядка $\alpha = 1/137$ эмитируются фотоны переходного излучения. Переходное излучение состоит из мягких (порядка 10 кэВ) X-лучей. Радиаторы обеспечивают несколько сотен переходов между двумя различными веществами, например, между твердым веществом и воздухом. В качестве твердого вещества могут быть использованы пластины фольги в виде стека или отдельные нити. Предпочтение отдается таким материалам, как полиэтилен, майлар и даже литий [88].

Принцип действия. После прохождения частицы сквозь радиатор, с помощью которого эмитируются фотоны, последние распространяются в газовом объеме камеры. В результате происходит ионизация газа вдоль трека частицы. Эти электроны, а также те, которые возникают под воздействием фотонов переходного излучения, дрейфуют к области усиления камеры и порождают лавину вокруг анодной проволоочки. В свою очередь, лавина индуцирует сигнал на катодной микрополоске. Точность регистрации координаты

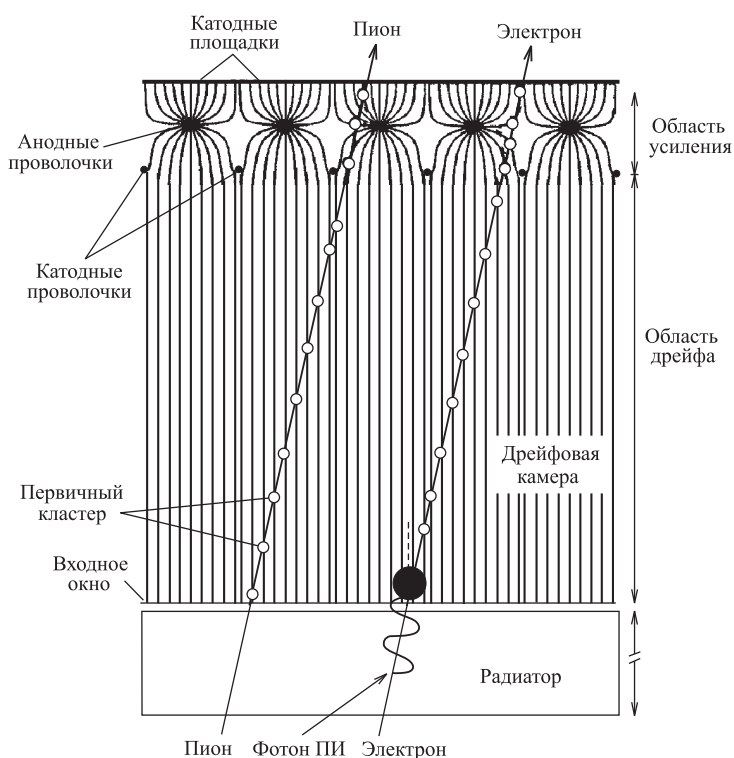


Рис. 14. Схематическое изображение модуля ДПИ. Показаны сигналы, которые порождены пионом и электроном

составляет 1,7 см независимо от множественности частиц. Разрешение по импульсу равно $(2,5 \pm 0,5) \%$. На рис. 14 приведен общий вид одного модуля, разработанного для установки ALICE. Данные считываются с помощью катодных площадок, количество которых равно 1,2 млн. По своим параметрам, и прежде всего таким, как активная поверхность, площадь которой равна 750 м^2 , большое число каналов регистрации, ДПИ установки ALICE является самым крупным среди известных подобных детекторов.

Параметры детектора и его расположение. Детектор переходного излучения имеет длину 7 м (вдоль оси) и окружает ВПК в пределах 2,9–3,7 м от оси пучка. Он покрывает центральную область с $|\eta| < 0,9$. Общая толщина в радиальном направлении составляет 15 % радиационной длины. Общая площадь газонаполненных камер равна 750 м^2 . С помощью детекторов и радиаторов обеспечивается регистрация координат частиц и идентификация электронов с импульсами свыше 1 ГэВ/с. Детектор переходного излучения состоит из радиатора и фотонного детектора. Радиатор состоит из полипропиленовых нитей диаметром 17 мкм и имеет толщину 3,2 см. Между плоскостями радиатора расположены две плоскости Rohacell HF71 толщиной 8 мм каждая. Детектор разделен на 18 секторов по азимуту. В свою очередь, каждый сектор состоит из пяти секций, которые располагаются вдоль оси z . Кроме того, ДПИ содержит шесть слоев дрейфовых камер. В результате получается 540 отдельных детекторных модулей с площадью 750 м^2 . Объем газа равен $27,2 \text{ м}^3$. Каждый модуль имеет толщину 1,3 см, в него входят радиатор, электронные модули и система охлаждения [88]. Состав газа: Xe/CO₂ в соотношении 85:15. Весь объем газа разделен на две части с помощью катодной плоскости [90, 91].

Предварительные результаты. Моделирование показало, что координатное разрешение в плоскости отклонения r, ϕ при большой множественности равно 400–600 мкм. При такой точности разрешение по импульсу составляет $\Delta/p = 2,5 \pm 0,5$, разрешение по координате равно 1,7 см. Получен фактор подавления пионов в 100 раз, и регистрация электронов составляет 90 %.

Была проведена реконструкция инвариантной массы Υ в широком диапазоне множественности с использованием параметризации с помощью HIJING-генератора и добавления нескольких сотен электронных пар в пределах распадов $\Upsilon \rightarrow e^+e^-$. Показано, что разрешение диэлектронной инвариантной массы составляет $245 \text{ МэВ}/c^2$. Если использовать обработку в режиме оффлайн совместно с данными, полученными с помощью таких детекторов, как внутренний детектор и ВПК, то можно получить разрешение инвариантной массы $\Upsilon \sim 100 \text{ МэВ}/c^2$ [91].

Детектор переходного излучения на установке ATLAS. ДПИ на установке ATLAS входит в состав внутреннего трекового детектора [8]. Отличительная особенность ДПИ заключается в том, что в нем в качестве трековых детекторов используются «соломенные» (straw) дрейфовые трубки, которые

изготавливаются на основе тонких майларовых трубок диаметром 4–5 см и толщиной 250–260 мкм. Использование «соломенных» трубок существенно уменьшает массу вещества в субдетекторе и повышает скорость работы. Поэтому «соломенные» дрейфовые трубки широко используются для создания вершинных [92] и трековых детекторов [93].

Всего на установке ATLAS предполагается установить 420000 трубок диаметром 4 см и длиной 80 см. В качестве газовой смеси используется смесь 70 % Xe + 20 % CF₄ + 10 % CO₂, которая обеспечивает быстрый сбор первичных электронов и эффективную конверсию высокоэнергетического переходного излучения фотонов. Трубки работают с частотой 17–20 МГц. Эта методика позволяет ДПИ функционировать в условиях высокой радиации около внутреннего детектора и измерять до 36 координат на трек. С помощью детектора переходного излучения можно выполнять дискриминацию между электронами и адронами. Так, дискриминация пионов с импульсом $p_T = 20$ ГэВ при $20 < \eta < 100$ от электронов составляет 90 %.

Двухтрековое разрешение с помощью трубок, наполненных ксеноном, может составлять 130 мкм. Первичные электроны имеют скорость дрейфа 90 мкм/см, коэффициент усиления в пропорциональной области равен $2 \cdot 10^4$. Катод трубки находится под отрицательным напряжением, один конец анодной проволоки подключен к входу усилителя считывания сигналов, а второй конец свободен. В качестве катода служит проводящее покрытие внутренней поверхности трубки [94–96].

Для усиления и дискриминации сигналов разработаны две интегральные микросхемы, выполненные по биполярной технологии, которые получили названия ASDBLR (первая микросхема) [97] и DTMROC (вторая микросхема) [98, 99]. Первая микросхема выполняет функции предусилителя, усилителя, группы формирователей, восстановителя нулевой линии и двух дискриминаторов. Блок формирователей состоит из трех дифференциальных усилителей. Широкий динамический диапазон, равный 200 фКл, и два дискриминатора позволяют микросхеме выполнять функции регистрации координат треков с разрешением двух треков порядка 165 мкм и порогового устройства для регистрации протонов. Тестовые измерения проводились на частоте 18 МГц. Микросхема имеет низкий уровень срабатывания $\sim 1,5$ фКл и рассеиваемую мощность 130 мВт на канал. Вторая микросхема представляет собой 16-канальный измеритель времени дрейфа электронов. Ее функции заключаются в том, чтобы принимать сигналы от биполярного дискриминатора-формирователя, расположенного в первой микросхеме, измерять время дрейфа с дискретностью 3,125 нс и запоминать данные в конвейерном регистре в течение 3,3 мкс. Более совершенная версия микросхемы DTVROC-S выполнена в соответствии с 0,25 мкм-технологией и, как следствие этого, имеет более высокое быстродействие и меньшие размеры по сравнению с предыдущими разработками [100].

7. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДРЕЙФОВЫЕ ДЕТЕКТОР И МЮОННЫЕ КАМЕРЫ

Полупроводниковый дрейфовый детектор предложен в 1983 г. авторами [101, 102] в качестве детектора с высоким координатным разрешением для быстрых ионизирующих частиц и спектроскопии X -лучей путем измерения времени дрейфа электронов. Кроме того, он используется также для идентификации частиц путем измерения dE/dx .

Полупроводниковый дрейфовый детектор расположен в третьем и четвертом слоях внутреннего полупроводникового детектора установки ALICE. Общее количество анодов в камерах составляет 61440 в третьем слое и 9804 в четвертом. Подобно газовому дрейфовому детектору с помощью полупроводниковой дрейфовой камеры измеряется время дрейфа электронов, генерируемых при пересечении заряженной частицей чувствительной части детектора. Камера обеспечивает регистрацию двух координат с пространственным разрешением 30 мкм. Важной особенностью камеры является возможность регистрации трековой информации в условиях большой множественности и измерения потерь энергии dE/dx с целью идентификации частиц. Поэтому наряду с необходимостью регистрации трековой информации требуется считывание и запоминание большого количества данных. На рис. 15 приведен общий вид блока, состоящего из четырех камер.

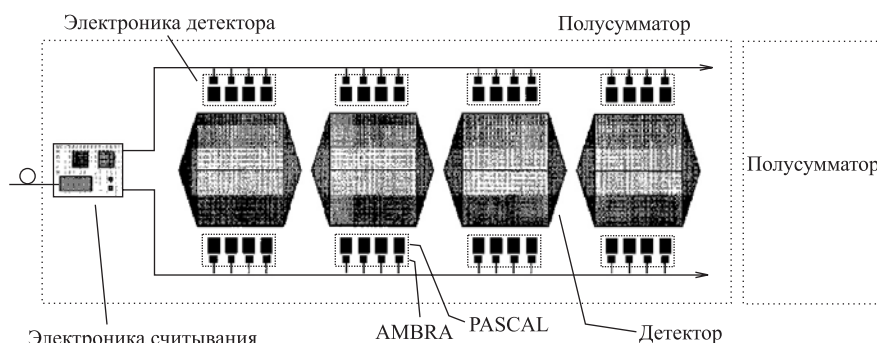


Рис. 15. Общий вид блока полупроводниковой дрейфовой камеры, состоящего из четырех камер

Отдельная дрейфовая камера имеет гексагональную форму, активную поверхность $7,24 \times 7,53$ см и разделена на две 35-мм дрейфовые области, на торцевых частях которых имеется по 256 анодных микрополосок, с помощью которых считываются заряды. Расстояние между анодами составляет 294 мкм. Сигналы от каждой микрополоски считываются с частотой 40 МГц. Типичная толщина кремниевой подложки n -типа равна 300–400 мкм. Ка-

меры монтируются в линию на специальных планках-держателях. На детектор подается напряжение смещения 480 В/см, которое обеспечивает скорость дрейфа 6,5 мкм/нс и время дрейфа 5 мкс. При этом гауссовский сигнал на выходе анодной микрополоски равен 10–30 нс. Максимальный пиковый сигнал равен 1,6 мкА. При такой скорости обеспечивается 256 выборок на событие, а общее количество выборок, считываемых с одной половины дрейфового детектора, равно 64К [103]. После усиления и формирования сигналы, считываемые с детектора, запоминаются в аналоговой памяти, содержащей 256 ячеек в каждом канале регистрации. После прихода триггерного сигнала первого уровня данные считываются из аналоговой памяти с помощью мультиплексора на следующий уровень триггерной системы.

Архитектура системы считывания данных. Основная функция системы считывания заключается в том, чтобы обеспечивать эффективную передачу данных в экспериментальный павильон. Она состоит из двух базовых микросхем, получивших название PASCAL и AMBRA [103].

Микросхема PASCAL выполняет функции усиления, фильтрации и преобразования сигналов. По функциональным признакам микросхему можно разделить на три части: 64-канальную аналоговую память, выполненную на переключаемых конденсаторах, логическую схему, обеспечивающую управление аналоговой памятью, и АЦП. Аналоговая память представляет собой матрицу из 256×32 конденсаторов, управляемых с помощью сдвигового регистра. Запись аналоговых сигналов происходит с частотой 40 МГц. Считывание выполняется с частотой 2 МГц. Работа десятиразрядного АЦП основана на принципе последовательной аппроксимации, которая обеспечивает высокое быстродействие и малую потребляемую мощность 10 мВт/канал. Время преобразования равно 3,5 мкс/канал. Специализированная микросхема AMBRA обеспечивает 4-уровневое запоминание данных о событиях. Каждое буферное устройство имеет емкость 16 кбайт.

На рис. 16 приведены результаты моделирования потерь энергии в дрейфовом детекторе [104]. Видно, что наиболее критичная область находится около одной минимально ионизирующей частицы. С целью получения хорошего разрешения в этой области при ограниченном динамическом диапазоне следует использовать трансимпедансный усилитель, который характеризуется тем, что в обратной связи вместо резистора используется МОП-транзистор, позволяющий создавать нелинейную обратную связь [104]. Усилитель изготовлен в соответствии с 1,2-мкм МОП-технологией. Рассеиваемая мощность равна всего 0,88 мВт/канал, эквивалентный шумовой заряд составляет $340e$, полоса пропускания 20 МГц и трансимпедансное сопротивление равно 150 кОм.

Идентификация димьюонной пары. Регистрация димьюонной пары достигается с помощью переднего спектрометра, который создается с целью идентификации полного набора кварков, рождаемых от ϕ до Υ . Спектрометр по-

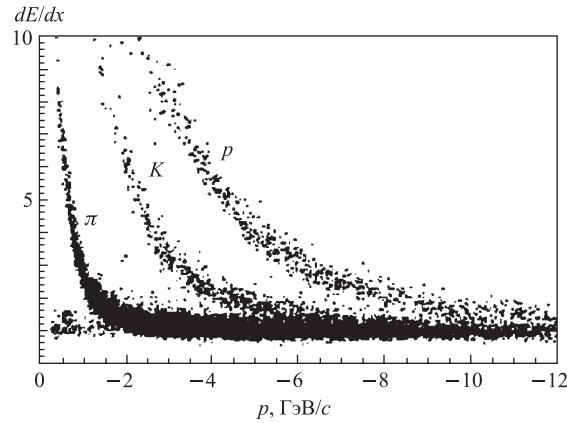


Рис. 16. Результаты моделирования потерь энергии в полупроводниковой дрейфовой камере

крывает угол, соответствующий псевдобыстроте $2,5 < \eta < 4$ (10–300 мрад). В литературе идентификатор димюонной пары называют еще димюонным триггером. Димюонный триггер регистрирует два мюонных трека. Они весьма редки и слабо коррелируются с центральными столкновениями. Он входит в состав глобального триггера установки ALICE и состоит из системы поглотителей, большого дипольного магнита, десяти высокогранулированных трековых детекторов и триггерной системы.

Основу димюонной триггерной системы составляют две большие детекторные станции площадью $\sim 30 \text{ м}^2$. В свою очередь, каждая станция состоит из двух плоскостей, состоящих из 18 камер с резистивными платами [105]. С помощью идентификатора мюонов обеспечивается регистрация двух мюонных треков на установке ALICE, удовлетворяющих заданным пороговым значениям p_T и массам димюонных пар. Эта пара рождается от распада резонанса J/ψ или Υ . Среди возможных фоновых частиц могут быть мюоны с небольшими импульсами p_T , а также частицы от распадов пионов и каонов. Поэтому принцип регистрации димюонной пары прежде всего основан на подавлении фоновых событий, как это показано на рис. 17 (для одного трека). Магнитное отклонение δY_2 между двумя триггерными станциями MT_1 и MT_2 измеряется с помощью триггерной электроники. Обрезание δY_2 уменьшается пропорционально R_f (радиальная позиция в дипольной средней плоскости), что эквивалентно обрезанию p_T на первом уровне.

Непосредственно димюонная система имеет два уровня. На первом уровне используется корреляционная матрица, с помощью которой определяются сигналы, соответствующие двум мюонным трекам с заданным порогом p_T и выше. При этом время решения не превышает 600 нс. На втором уровне мю-

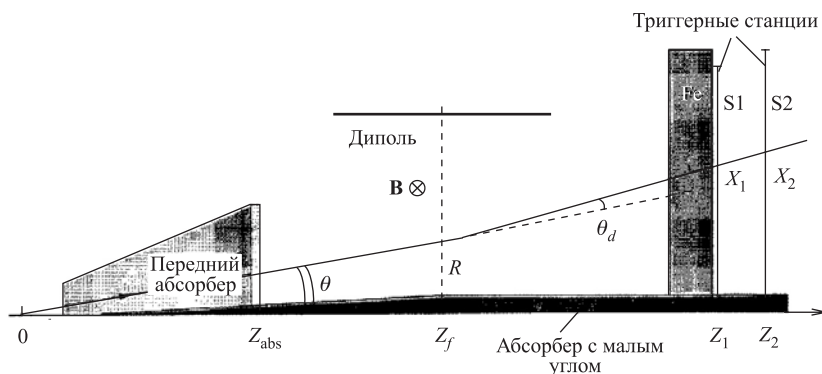


Рис. 17. Блок-схема димюонной триггерной системы: S1, S2 — триггерные станции; Z_1, Z_2 — координаты на оси Z ; Z_{abs} — координата задней части абсорбера; X_1, X_2 — координаты трека; θ — угол между осью Z и треком; θ_d — угол отклонения трека с определенным импульсом в поле магнита; Z_f — плоскость дипольного магнита

онного триггера (время решения 100 мкс) вычисляются эффективные массы димюонных пар. Димюонный триггер регистрируется при условии, что, по крайней мере, имеется два трека, которые ассоциируются с частицами противоположного знака и с заранее установленными p_T . Триггерный сигнал вырабатывается в течение 1 мкс и используется для стробирования мюонных трековых камер. На втором уровне димюонного триггера, время решения которого составляет 100 мкс, вычисляются эффективные массы димюонных пар. С этой целью используются программируемые логические матрицы.

8. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ НА УСТАНОВКЕ ЛНСЬ

Проект установки ЛНСь был предложен в августе 1994 г., она предназначена для изучения CP -нарушения и других редких физических событий в распадах B -мезонов путем детектирования множества конечных состояний с высокой точностью [106–110]. Эти исследования позволят глубоко понять физику цветных кварков в рамках Стандартной модели, а может быть, и за ее пределами. Для достижения этих целей с помощью установки ЛНСь требуется высокая эффективность реконструкции треков, разделение по импульсам таких частиц, как $\pi-K$ с импульсами от единиц до 100 ГэВ/с, малое собственное временное разрешение и высокая эффективность работы триггерной системы. Известно, что распады B -адронов характеризуются малым временем жизни порядка несколько пикосекунд при длине пробега несколько миллиметров. Как следствие этого, появилась необходимость в идентификации с высокой точностью нескольких вершин распада.

Общие размеры установки сравнимы с детекторами, которые используются в типичных установках на LEP. Она находится в том месте, где размещалась установка DELPHI. Точка взаимодействия располагается по возможности в стороне от линии пучка. Средняя частота встречи банчей на спектрометре LHCb выбрана 30 МГц, с тем чтобы можно было надежно работать при светимости $2 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. LHCb представляет собой одноплечевой передний спектрометр с фиксированной мишенью (в отличие от таких установок, как ATLAS, CMS и ALICE), покрывающий передний угол между 10 и 100 мрад. В отличие массивных установок ATLAS и CMS спектрометр LHCb имеет открытую структуру, что облегчает, в случае необходимости, доступ к внутренним детекторам установки. Выбор передней геометрии имеет также ряд достоинств, которые отмечены в [107].

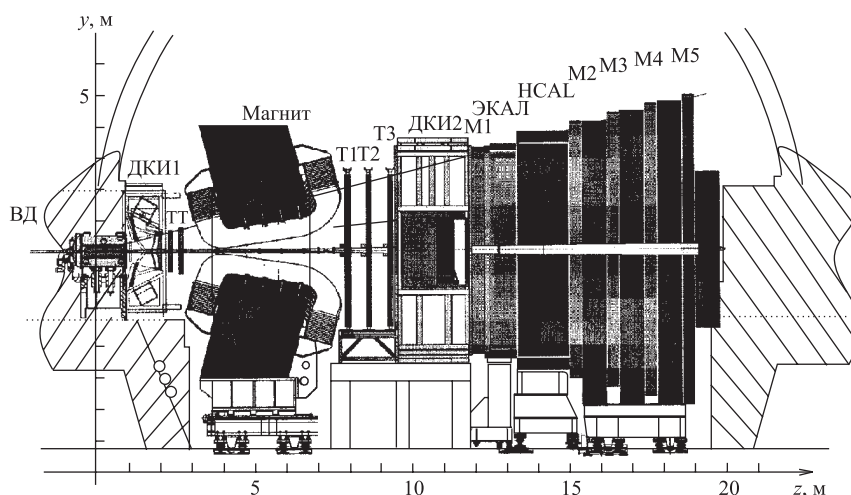


Рис. 18. Общий вид установки LHCb: ТТ, Т1–Т3 — трековые станции; М1–М5 — мюонные трековые станции; ЭКАЛ — электромагнитный калориметр; ДКИ1 и ДКИ2 — детекторы кольцевого изображения; ВД — вершинный детектор

На рис. 18 приведен общий вид установки LHCb. Основными частями установки являются: вершинный детектор, расположенный вокруг точки взаимодействия, два счетчика кольцевого изображения ДКИ1 и ДКИ2, дипольный магнит, трековые камеры, электромагнитный калориметр, адронный калориметр и мюонные камеры. Идентификация частиц на установке LHCb выполняется с помощью счетчиков кольцевого изображения, калориметрической и мюонной систем. Для таких частиц, как e^- , μ , π , K и p , предварительная идентификация выполняется с помощью калориметрической системы. Мюоны идентифицируются с помощью мюонного детектора. Адроны реги-

стрируются путем использования ДКИ. Типичные B -события содержат от 40 до 350 треков в зависимости от расположения трековых станций. Одно взаимодействие приходится на три банча. На рис. 19 показаны заряженные треки, порождаемые от типичного B -адронного события. Топология отдельного B -события изображена на рис. 20. Данные об этом событии поступают от вершинного детектора к электронике детекторов и далее на систему передачи данных.

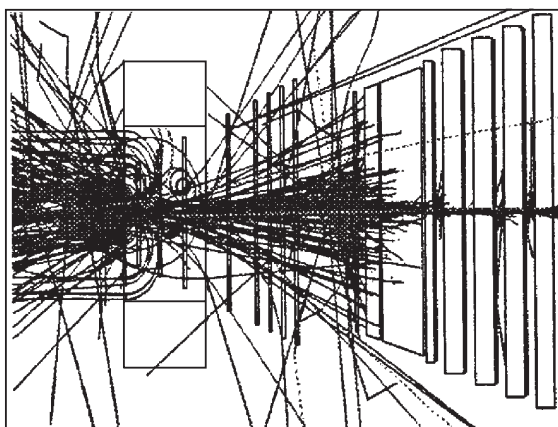


Рис. 19. Изображение типичного B -события на установке LHCb

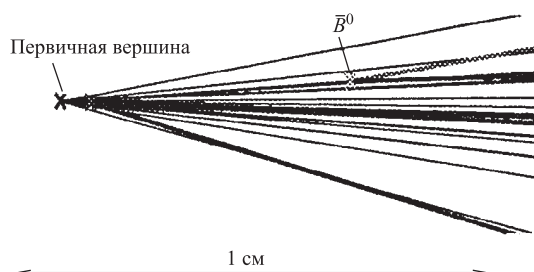


Рис. 20. Общий вид отдельного B -события. Временное разрешение $\sim 0,4$ пс; координатное разрешение по Z равно 120 нм

Кроме того, ДКИ можно дополнительно использовать для идентификации лептонов путем комбинации данных от других детекторов. Нейтральные частицы (γ, π_0) идентифицируются с помощью калориметрической системы, в то время как реакцию $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$ можно наблюдать как два отдельных фотона или как объединенный кластер. И, наконец, K_s^0 можно реконструировать

путем анализа распада $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ [108, 109]. Предварительное моделирование показало, что физические измерения лучше начинать с дискриминации $\pi-K$ -частиц в пределах от 1 до 100 ГэВ/с. Идентификация частиц дает весьма важную информацию в экспериментах по B -физике. Имеется строгая корреляция между импульсом и полярным углом частицы. Поэтому в эксперименте LHCb будут использованы два детектора кольцевого изображения, в которых с целью измерения импульсов частиц в широких пределах используются три радиатора с различными рефрактивными индексами и различными углами захвата. ДКИ могут применяться для мечения B -адронов путем идентификации каонов в тех областях, где b -кварки распадаются на s -кварки вследствие каскадного распада $b \rightarrow c \rightarrow s$ [110–114].

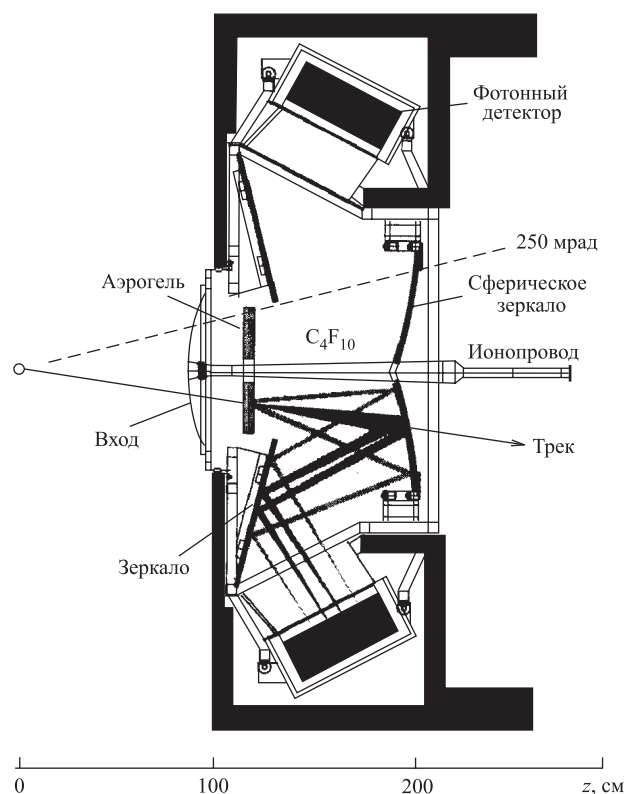


Рис. 21. Схематическое изображение детектора кольцевого изображения ДКИ1

На рис. 21 приведен общий вид ДКИ1 [113]. Длина детектора составляет 1 м и площадь 300×250 мм. Аэрогелевый радиатор имеет длину 5 см при

ширине газового промежутка 85 см (C_4F_{10}). Фокусировка черенковского излучения выполняется с помощью сферических зеркал. Далее луч света отражается обратно с помощью других зеркал, имеющих прямоугольную форму. В результате кольцевое изображение проецируется на кремниевый фотонный детектор, который является основным элементом ДКИ. Он содержит активные элементы (фотодиоды) с гранулированностью $2,5 \times 2,5$ мм и покрывает $2,6 \text{ м}^2$. Активными элементами фотодетектора являются фотокатод, электростатическая система изображения, полупроводниковый пиксель-детектор, содержащий 32×32 пикселей, и двоичная оптоволоконная система считывания. Чувствительность к одному фотону находится в пределах 200–600 мкм.

Черенковское кольцо фокусируется с помощью зеркала на гибридный фотодетектор. Фотоэлектроны получают путем конвертирования на фотокатоде падающими фотонами и далее ускоряются в поле внешнего магнита с помощью напряжения ~ 20 кВ на кремниевый детектор. При этом возникает сигнал, эквивалентный 5000 электронам.

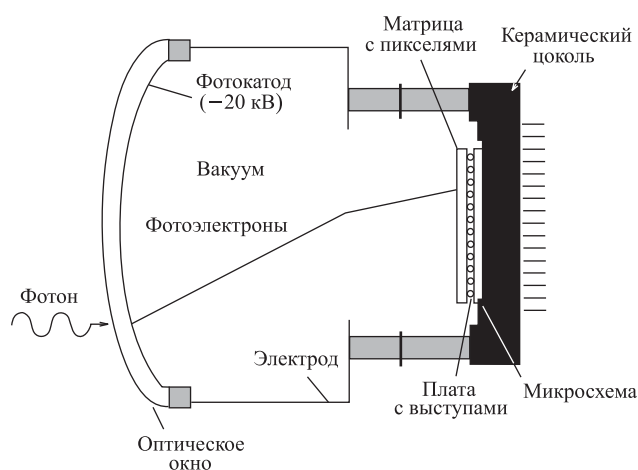


Рис. 22. Схема гибридного фотонного детектора

Как уже отмечалось выше, важным этапом в развитии методики ДКИ является использование для идентификации частиц с импульсами 1–150 ГэВ/с пиксельного полупроводникового детектора [114]. На рис. 22 приведена схема гибридного фотонного детектора. Он представляет собой вакуумный фотонный детектор, где в результате конверсии черенковских фотонов эмитируются фотоэлектроны, которые ускоряются в поле с напряжением 20 кВ. Активный диаметр вакуумной трубки составляет 75 мм. Тип фотокатода: «thin-S20 multi-alkali». Квантовая эффективность равна 22–25 % при длине волны

240–270 нм. Окно трубки изготовлено из кварца и имеет сферическую поверхность с толщиной 7 мм и внутренним радиусом 55 мм.

Фотоэлектроны фокусируются на пиксельном детекторе, который состоит из 1024 элементов. С помощью микросоединений аноды пикселей подключены к модулям усиления и формирования сигналов. В целом детекторная система состоит из 500 гибридных детекторов. На рис. 23 в качестве примера приведена картинка с дисплея после обработки. Изображение получено при облучении детектора пионами и протонами с энергией 8 ГэВ/с [113]. Для усиления и считывания сигналов, регистрируемых с помощью пикселей, разработана специальная 128-канальная микросхема «Beetl», которая используется также для внутреннего полупроводникового пиксельного детектора установки LHCb [115].

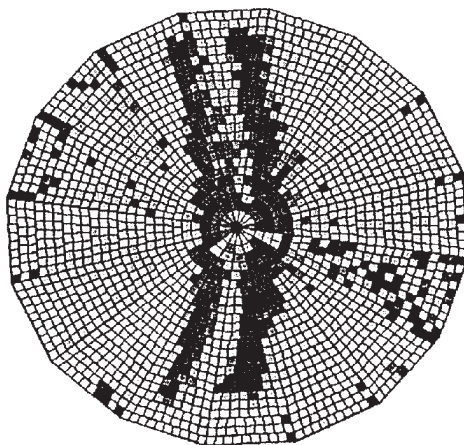


Рис. 23. Изображение, полученное с помощью ДКИ1. Использовались пучки пионов и протонов с энергией 8 ГэВ/с

Характеристики ДКИ2 в данной работе не рассматриваются, поскольку этот детектор находится в стадии разработки.

Идентификация мюонов. Мюоны идентифицируются с помощью мюонных станций путем экстраполяции качественно реконструированных треков с импульсами $p > 3$ ГэВ/с. Координаты мюонов, прошедших сквозь мюонные станции, реконструируются вдоль наиболее вероятной дорожки вокруг каждой координаты, параметризуются как функция импульса в каждой станции и в каждой области. Трек рассматривается в качестве мюонного, если минимальное количество станций зарегистрировали координаты в соответствующих наиболее вероятных дорожках.

Идентификация электронов. Важную роль в идентификации электронов играет электромагнитный калориметр. Основная оценочная функция электромагнитного калориметра χ_e^2 рассматривается в качестве основной согласующей процедуры, которая включает в себя баланс импульса трека, энергии заряженного кластера и согласование между позицией барицентра кластера с экстраполированным треком, исходящим от точки взаимодействия. Заряженный кластер определяется из условия $\chi_\gamma^2 < 49$. Дальнейшее повышение качества идентификации электронов может быть достигнуто с помощью предливневого детектора.

Идентификация фотонов. Фотоны реконструируются с помощью электромагнитного калориметра путем регистрации нейтрального кластера.

Реконструкция π^0 . Нейтральные пионы реконструируются из распада канала $B_0 \rightarrow \pi^\pm \pi^0$, при этом предполагается, что поперечный импульс π^0 -частицы составляет ~ 3 ГэВ/с [108, 109].

9. ПРИНЦИП ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ВЕРШИН РАСПАДА ЧАСТИЦ НА УСТАНОВКЕ ЛНСЬ

Общие вопросы. После открытия в ноябре 1974 г. J/Ψ -частицы начался новый этап в развитии физики элементарных частиц, электронных методов физики высоких энергий и ускорительной техники, потребовавший изучения свойств короткоживущих частиц с временем жизни меньше 10^{-8} с. В соответствии с принятой классификацией элементарные частицы можно разделить на три группы.

1. Долгоживущие частицы с временем жизни больше 10^{-8} с. Порождаемые в столкновениях при высоких энергиях, они имеют длину пробега порядка 1 м и более ($K^\pm, \pi^\pm, \mu^\pm \dots$). Детектирование и наблюдение таких частиц с помощью обычных трековых детекторов не представляет особых трудностей, а для их идентификации дополнительно используются черенковские счетчики и детекторы переходного излучения.

2. Нейтральные частицы ($\gamma, K_L^0, n \dots$), наблюдаемые с помощью калориметров.

3. Частицы с временем жизни порядка 10^{-10} с ($K_S^0, \Sigma^\pm, \Lambda \dots$).

Широкий спектр проблем в физике элементарных частиц, начиная с 70-х гг., возник в связи с изучением свойств короткоживущих частиц с временем жизни меньше 10^{-11} с. Особый интерес представляет, например, семейство таких элементарных частиц, как τ -лептоны, адроны, очарованные и прелестные частицы и др., с временем жизни $10^{-12} - 10^{-13}$ с, длина распада которых составляет сотни мкм. Эти частицы детектируются и идентифицируются с помощью физических установок, содержащих вершинные детекторы.

Обычно наряду с первичной вершиной распада могут быть две и более вторичных вершин, находящихся на расстоянии L одна от другой. Типичное значение L составляет сотни мкм. Казалось бы, путем непосредственного измерения этой величины и характеристик продуктов распада можно с высокой точностью найти время жизни τ . Однако такой метод измерения в настоящее время практически не используется вследствие ряда причин: высокий уровень фона в обычных экспериментах на пучках высоких энергий и в экспериментах, проводимых на коллайдерах; невозможность определения импульсов частиц в случае распада нейтральных частиц. Поэтому для определения координат вершины распада применяется косвенный метод, основанный на измерении прицельного параметра каждого трека [45]. Прицельный параметр b представляет собой расстояние, на которое трек из вторичной вершины распада при экстраполяции назад отклоняется от первичной вершины. Существенным является то, что значение этого параметра не зависит от импульса частицы, и поэтому он используется как для определения координат вершины распада, так и для измерения времени жизни короткоживущих частиц.

Идентификация первичной вершины распада. В [45] и [116] описана методика газонаполненных многоячеечных вершинных детекторов и прецизионных вершинных детекторов, создаваемых на основе полупроводниковых детекторов, ПЗС и с помощью сцинтилляционных волоконно-оптических световодов. В экспериментах на LHC для построения вершинных детекторов используются полупроводниковые микрополосковые и пиксельные детекторы.

Точная локализация первичной вершины распада выполняется с помощью быстрого триггерного устройства L0, состоящего из калориметра и мюонного детектора. Поэтому работа триггера L0 основана на регистрации лептонов и адронов с большими импульсами p_T , т. е. регистрируются частицы, имеющие относительно высокую величину поперечной энергии E_T . При этом частота передачи событий на выходе составляет 1 МГц. С целью упрощения устройства отбора в одном банче должно регистрироваться не более двух событий. Вторичная вершина распада идентифицируется с помощью вершинного детектора [117–120].

Алгоритм детектирования первичной вершины распада. Второй важной функцией L0-триггера является отбор единственного события, которое можно проанализировать с помощью установки LHCb. Это можно сделать путем быстрого вычисления координат точки взаимодействия. Следует отметить, что полученная информация может быть использована в процессе дальнейшей обработки на более высоких триггерных уровнях. На рис. 24 приведена схема, иллюстрирующая принцип детектирования первичной вершины Z_{PV} . Детектор состоит из двух параллельных плоскостей A и B и содержит микрополосковые детекторы. В каждой плоскости определяются радиусы координат R_A и R_B сработавших частиц. При этом координаты

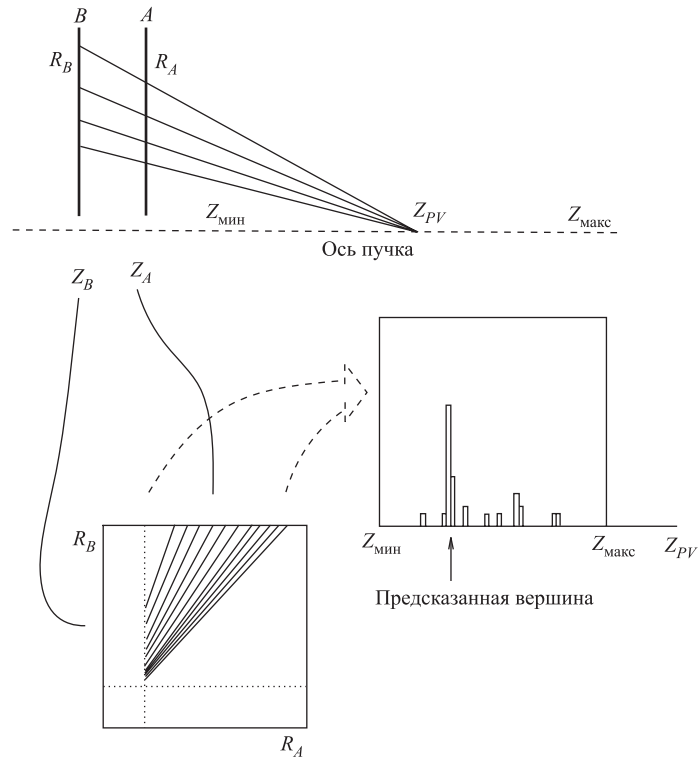


Рис. 24. Схема метода детектирования первичной вершины. Считываемые сигналы от детекторных плоскостей A и B комбинируются на совпадение с помощью матрицы совпадений. Полученные комбинации совпадений сигналов проецируются на Z -гистограмму. Положение наибольшего пика соответствует первичной вершине взаимодействия. R_A и R_B — координаты; Z_{PV} — координата первичной вершины распада

сработавших частиц, относящиеся к одному треку, удовлетворяют следующему соотношению:

$$\frac{R_B}{R_A} = \frac{Z_B - Z_{PV}}{Z_A - Z_{PV}} = k,$$

где Z_A и Z_B — позиции детекторов и Z_{PV} — неизвестная позиция начала трека на оси пучка. Отношение двух измеренных величин k однозначно определяет координату z вдоль оси пучка. Данное уравнение является точным, если координаты x и y равны нулю.

Определение координаты вторичной вершины распада. Для нахождения координаты вторичной вершины распада используются данные, регистрируемые с помощью микрополоскового вершинного детектора с двусторонним

считыванием сигналов от микрополосок [118, 119, 122]. Детектор состоит из последовательности 17 детекторных станций, расположенных вдоль оси пучка на расстоянии 1 м. Каждая станция состоит из двух полуокружностей. На рис. 25 приведена схема вершинного детектора.

Алгоритм отбора [121, 123] вторичной вершины заключается в том, чтобы обеспечить снижение скорости поступления событий от 1 МГц до 40 кГц при максимальной задержке 256 мкс.

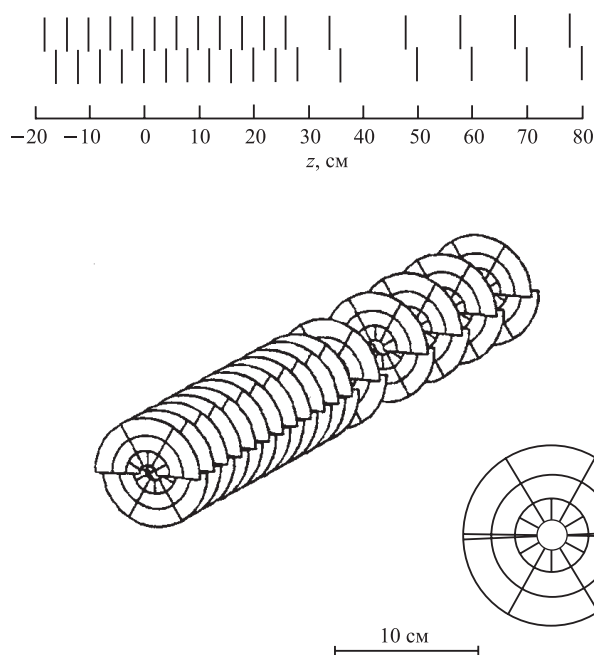


Рис. 25. Схематическое изображение вершинного детектора. Детектор содержит 17 детекторных станций, каждая из которых состоит из двух дисков, на которых расположены микрополосковые детекторы. С помощью одного диска измеряются радиальные координаты r , а с помощью второго регистрируются ϕ -координаты

Для восстановления событий с несколькими вершинами распада используются данные, регистрируемые с помощью вершинного детектора. Фильтрация фоновых событий выполняется путем быстрого отбора $2D$ -треков и координатной информации при поиске первичной вершины. Кроме того, регистрируется полярный угол ϕ и вычисляется величина промашки.

Суть алгоритма иллюстрируется на рис. 26. Алгоритм осуществляется в течение 8 шагов.

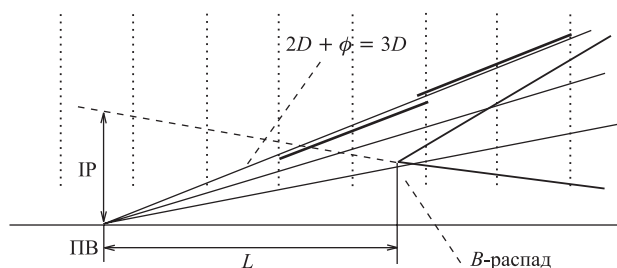


Рис. 26. Схема, иллюстрирующая алгоритм нахождения координат вторичной вершины. IP — импакт-параметр (промашка); L — проекция расстояния между вершинами

1. Поиск и отбор трех коллимированных зарегистрированных координат в трех последовательных станциях. Получается триплет.
2. Чтобы избежать повтора триплетов, отмечается одна из координат, которая находится ближе всех к пучку.
3. Позиции двумерной ($2D$) трековой вершины гистографируются и находится трехмерная ($3D$) позиция первичной вершины.
4. Оценивается величина промашки трека по отношению к позиции первичной вершины и с помощью табличной арифметики оцениваются промашки для каждого $2D$ -трека.
5. Выбираются треки с большой промашкой вместе с данными ϕ . В результате получаются $3D$ -треки. Такая процедура повторяется несколько раз.
6. Восстанавливается двухтрековая вершина, причем используются те треки, расстояние между которыми меньше 200 мкм.
7. Величина вероятности определения позиции вершины отмечается как минимальная вероятность для двух треков.
8. Наконец, величина вероятности события рассматривается как результат произведения вероятностей всех возможных вершин.

10. МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ МЮОНОВ И МЮОННЫЕ СИСТЕМЫ

Детектирование мюонов играет важную роль в постановке экспериментов и эффективной реализации потенциала ЛНС. Идентификация мюонов является решающим фактором в поиске бозонов Хиггса в СМ и МССМ с помощью распада в канале $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$. В частности, бозон Хиггса в СМ может быть идентифицирован в канале в пределах масс 130–180 ГэВ/ c^2 .

С помощью мюонов можно вести поиск суперсимметричных частиц и детектирование тяжелых векторных бозонов. Кроме того, детектирование мюонов необходимо в процессе первоначального запуска ускорителя. И, наконец, как показали результаты моделирования, мюонная система необходима для создания триггера первого уровня с целью изучения B -физики (в частности, CP -нарушения), поскольку требуется низкий порог энергии [123].

Трековые мюонные триггеры для экспериментов с фиксированной мишенью. В качестве примера рассмотрим использование мюонных трековых триггеров в двух экспериментах — WA92 (CERN) и E771 (FNAL) [124–126].

Эксперимент WA92 (CERN) проводился с целью изучения рождения адронов и распадов прелестных частиц. Для достижения хорошего отношения сигнал/шум необходимо с помощью триггера идентифицировать вторичную вершину распада, восстанавливать треки с большими импульсами в продольном направлении и идентифицировать лептоны.

Детектор имеет две плоскости 2×6 м, покрытые счетчиками с резистивными платами, у которых длительность сигнала на выходе 20 нс, время нарастания 3 нс и временное разрешение 3 нс. Общее количество микрополосок составляет 1536. Расстояние между микрополосками 3 см. Для быстрой идентификации мюонных треков, исходящих из вершины распада, используется триггерный процессор на основе программируемых матриц совпадений. Время идентификации мюонных треков составляет 100 нс. Триггерная система позволяет отбирать события, имеющие вторичные вершины распада, лептонные (мюонные) треки и треки с большими поперечными импульсами. Созданная трековая мюонная система послужила прототипом для использования в экспериментах на LHC.

Разработанная для эксперимента E771 (FNAL) мюонная триггерная система предназначена для отбора событий, содержащих высокоэнергетические мюоны. События отбираются путем обработки треков, регистрируемых в трех плоскостях, содержащих детекторы с резистивными платами. Время решения не превышает 450 нс. При этом скорость поступления событий понижается на два порядка в случае регистрации одного мюона и на четыре порядка при регистрации димюонных событий [126, 127].

Мюонные детекторы для экспериментов на коллайдерах. Мюонные детекторы играют важную роль. Хорошо известно, что если в конечном состоянии в физических каналах имеется один или несколько мюонов, то предъявляются менее жесткие требования к триггеру и существенно упрощается анализ и подавление шумов [128]. С помощью мюонных триггеров в экспериментах на LHC анализируются треки, которые регистрируются с помощью внешних детекторов. Треки должны исходить из точки взаимодействия. Более подробно мюонные спектрометры и мюонные триггерные системы, используемые в экспериментах на LHC, описаны в [12]. Работа [129] посвящена описанию конструкций и характеристик триггерных камер, предназначенных для

мюонного спектрометра ATLAS, и методу построения триггерной системы. Среди триггерных камер, используемых для построения мюонных спектрометров и идентификации мюонов, следует отметить камеры с резистивными платами, многопроволочные камеры с катодным считыванием, многопроволочные пропорциональные камеры с тонким зазором и дрейфовые трубки.

11. ПРИМЕНЕНИЕ КАЛОРИМЕТРОВ

Весьма распространенными детекторами в физике высоких энергий являются спектрометры полного поглощения — калориметры, с помощью которых измеряются энергия частиц и их координаты в случае использования годоскопических калориметров. Кроме того, при определенных условиях такие детекторы применяются для идентификации частиц и идентификации струй. Это связано с тем, что существует много физических проблем, которые можно решить на современных коллайдерах и которые могут исследоваться путем наблюдения в конечном состоянии именно струй частиц, представляющих собой продукты взаимодействия кварков и глюонов. Впервые метод измерения энергии частиц в области энергий выше 10^{11} эВ с помощью разработанного авторами калориметра был описан в [130]. В [131] дано состояние методики регистрации и обработки электрических и световых сигналов, регистрируемых с помощью калориметров в 1990-х гг. Ниже будут рассмотрены наиболее характерные примеры применения калориметров для идентификации частиц и струй на первом триггерном уровне (с помощью аппаратных средств), которые будут использованы в экспериментах на LHC.

Идентификация частиц для калориметрического триггера первого уровня. Калориметры (спектрометры полного поглощения) являются весьма важными и распространенными детекторами в экспериментах по физике высоких энергий. С помощью калориметров измеряется энергия и координаты частиц (годоскопические калориметры). Информация, регистрируемая с помощью калориметров, широко используется для идентификации частиц и их комбинаций на первом уровне триггерной системы; с помощью этих данных вырабатывается триггерный сигнал первого уровня.

Алгоритмы идентификации частиц будут рассмотрены на примере калориметрической системы установки ATLAS [2, 12], которая имеет богатую и разнообразную систему для измерения потерь энергии высокоэнергетическими частицами. Она состоит из электромагнитных калориметров (в цилиндрической части и в торцах), из адронных пластинчатых (сцинтилляционных) калориметров, имеющих цилиндрическую форму, из адронных торцевых жидкоаргонных калориметров и передних жидкоаргонных калориметров, которые включают электромагнитные и адронные секции. Всего имеется $2 \cdot 10^5$ каналов регистрации в жидкоаргонной части и 10^4 каналов счи-

тывания в пластинчатых калориметрах. Жидкий аргон был выбран потому, что его характеристики в широких пределах линейно зависят от величины теряемой частицами энергии, стабильны и имеют высокую радиационную стойкость.

Принципы идентификации [132]. Учитывая особенности калориметров, которые, по сути, не являются трековыми детекторами, идентификацию частиц с помощью калориметрической системы ATLAS можно разделить на три этапа.

1. Усиление и формирование сигналов, поступающих от электроники триггерных башен, которые представляют собой определенное количество ячеек (счетчиков) калориметра, расположенных по направлению r -координаты от центра пучка. Причем в передних частях башен содержатся ячейки электромагнитного калориметра, а позади электромагнитной башни располагаются ячейки адронного калориметра. Калориметрические башни имеют гранулированность $0,1 \times 0,1$ в направлении $\delta\eta \times \delta\phi$.

На первом этапе формируются аналоговые суммарные сигналы, формируемые в триггерных башнях. Причем сигналы, поступающие от ячеек электромагнитного и адронного калориметров, суммируются отдельно с помощью пассивных сумматоров, которые располагаются на детекторах — для всего η - ϕ -покрытия при $|\eta| < 4,9$ и на детекторах с гранулированностью $0,1 \times 0,1$ в направлениях η и ϕ . Всего таким способом формируются 7200 триггерных сигналов, которые по оптическим каналам передаются для обработки на триггерную систему первого уровня, где они прежде всего оцифровываются.

2. На втором этапе с помощью цифровых логических схем и процессоров с табличными методами решения определяются координаты только тех областей детекторов, в которых имеются указания на наличие полезных событий. Такие области получили название RoI (Region of Interest — область интересов). Следует отметить, что RoI-данные составляют 2% от максимального количества данных, регистрируемых в калориметрах.

3. Строгая идентификация частиц выполняется на втором триггерном уровне, где используется также информация, поступающая от мюонного спектрометра и внутреннего трекового детектора. Таким образом, на первом уровне с помощью RoI идентифицируются те области калориметров, в которых с высокой степенью вероятности зарегистрированы мюоны, электроны и фотоны, τ -лептоны и изолированные адроны, струи, общие потери энергии в поперечном направлении E_T , а также величина недостающей энергии [13, 132, 133]. Причиной такого дисбаланса может служить частица, которая вышла из калориметра (например, нейтрино), и требуется определить направление вылета частицы и ее природу. Струя, содержащая множество частиц, строго не определена и идентифицируется по значительной энергии, теряемой частицами в соседних башнях электромагнитного и адронного калориметров. Каждое событие ассоциируется с пятью RoI. Эта информация

классифицируется с помощью программируемого триггерного меню [133] и далее передается на центральный триггерный процессор.

Калориметрические алгоритмы первого триггерного уровня установки ATLAS базируются на выделенных окнах заданного размера в η - ϕ -пространстве. Первый уровень калориметрической системы выполняет четыре базовых алгоритма: выделение электрона/фотона, адрона/ τ , поиск струй и определение недостающей энергии E_T и $\text{sum}E_T$ -алгоритм. Каждый алгоритм выполняется в пределах триггерного окна заданного размера, который в случае алгоритма струй программируется. С помощью данного алгоритма идентифицируются физические объекты в соответствии с их поперечной энергией. Первые три алгоритма относятся к различным объектам, хотя процессы вычисления практически одинаковы. Для обеспечения обработки всей триггерной области параллельно используется пошаговый режим. При этом для каждого окна принимается решение о необходимости передачи данных на триггерный процессор вместе с заданными условиями.

Суммирование сигналов выполняется в заданном окне попарно от соседних башен и сравнивается с программируемым порогом E_T . Аналогично программируются величины порогов, определяющих изолированность электромагнитных и адронных кластеров. Типичными величинами порогов являются:

- отдельный мюон с $p_T > 20$ ГэВ/ c (скорость ~ 10 Гц) или пара мюонов с $p_T > 6$ ГэВ каждый;
- отдельная пара e/γ с $p_T > 20$ ГэВ/ c (скорость 20 кГц) или пара e/γ с $p_T > 20$ ГэВ/ c каждая (скорость 5 кГц);
- отдельная струя с $p_T > 300$ ГэВ (скорость 200 Гц) или составной триггер типа струи с $p_T > 100$ ГэВ и недостающей энергией $p_T > 100$ ГэВ/ c (скорость 500 Гц); четыре или больше струй с $p_T > 100$ ГэВ/ c (скорость 200 Гц) [13].

Кратко суть отмеченных выше трех алгоритмов можно сформулировать следующим образом [134].

- С помощью каждого алгоритма идентифицируется кластер, в котором содержится локальный E_T -максимум внутри триггерного окна. Эта процедура называется декластеризацией. Для передачи данных энергия кластера должна быть значительно больше, чем у соседних кластеров, расположенных справа и выше. Кроме того, его энергия должна быть, по крайней мере, больше, чем в ближайшем окне, расположенном внизу и справа.

- Энергия E_T внутри кластера сравнивается с восемью порогами.

- Триггерные элементы, расположенные внутри изолированной области, снова суммируются и сравниваются с порогами, задающими изолированность кластера. Эта процедура не применяется при выполнении алгоритма струи.

С помощью триггерного алгоритма $\text{sum}E_T$ суммируются данные от всех триггерных элементов в области псевдобыстрот $|\eta| < 4,9$. В свою очередь,

с помощью данных недостающей энергии E_T суммирование выполняется отдельно для компонент E_x и E_y .

Электрон-фотонный триггер. Основное назначение триггера:

- используя калориметрические данные, выполнить идентификацию кандидатов в фотоны и электроны;
- классифицировать эти частицы на изолированность, а также в соответствии с величинами E_T ;
- определить множественности этих частиц и передать эти данные в центральный триггерный процессор;
- определить координаты кандидатов в события и их классификацию.

Электрон-фотонный алгоритм базируется на окне с размерами 4×4 башни в электромагнитном и адронном калориметрах и состоит из четырех элементов: 2×2 -башен электромагнитного кластера, используемого для идентификации кандидатов в RoI.

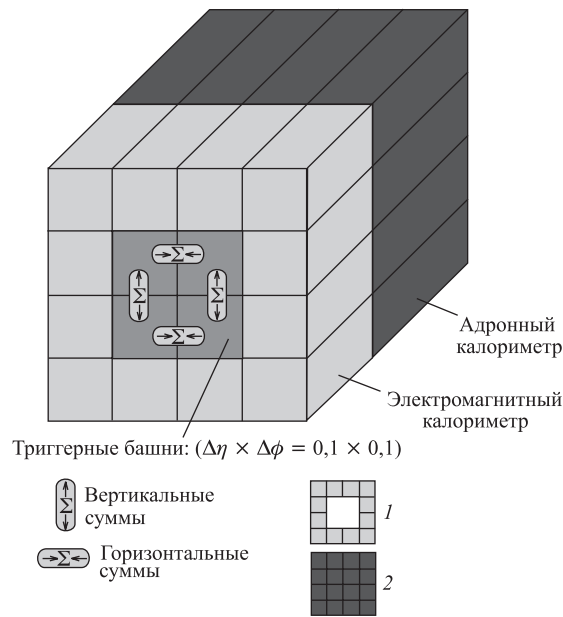


Рис. 27. Блок-схема электрон-фотонного алгоритма: 1 — энергия электромагнитного изолированного кластера меньше порога; 2 — адронный изолированный кластер меньше порога

На рис. 27 в качестве примера приведена блок-схема электрон-фотонного алгоритма. Здесь выделено окно 4×4 в электромагнитном и адронном калориметрах. Если был зарегистрирован в 2×2 -башнях электромагнитный кластер,

то он идентифицируется как кандидат в RoI. Если же был зарегистрирован электромагнитный кластер в двух соседних башнях, то измеряется потеря энергии в поперечном направлении E_T для электромагнитного ливня. Далее, окружность из 12 электромагнитных башен, окружающих кластер, используется для тестирования на изолированность кластера. Для идентификации частиц широко используются пороги энергии. Так, две вертикальные или две горизонтальные суммы должны быть больше, чем величина установленного порога (возможно восемь порогов)

Триггер для струй. Физическая идея этого триггера заключается в следующем: требуется найти локализованную область потерь энергии, соответствующую заданным окнам, размеры которых программируются. Кроме того, вычисляются координаты центра струи. Функции триггера для струй заключаются в следующем:

- используя калориметрические данные, идентифицировать адронные струи;
- классифицировать струи в соответствии с потерями энергии E_T ;
- определить множественность струй с последующей передачей этих данных в центральный триггерный процессор.

Чтобы получить качественные результаты, триггер для струй должен иметь высокое энергетическое разрешение как для больших потерь энергии E_T (100–200 ГэВ), так и для небольших (50 ГэВ). На рис. 28 приведен алгоритм триггера для струй, который базируется на разделении RoI на шаги с размерами $0,2 \times 0,2$.

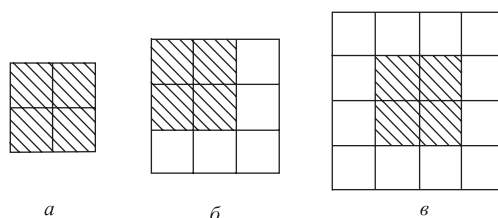


Рис. 28. Блок-схема алгоритма для поиска струй: окно имеет размеры: а) $0,4 \times 0,4$; б) $0,6 \times 0,6$; в) $0,8 \times 0,8$. Размеры всех элементов струй равны $0,2 \times 0,2$; RoI — заштрихованы, они могут занимать область около одного из углов кластера

Предварительные результаты. В [136] приведены результаты тестирования путем облучения пучками электронов и пионов с импульсами в пределах от 20 до 245 ГэВ/с баррельных модулей и от 20 до 150 ГэВ/с — торцевых модулей. Показано, что достигнуты ожидаемые величины по определению позиции и по полярному углу, а также по подавлению π_0 и разделению $e^- - \pi$. Разрешение вдоль η составило $1,5 \cdot 10^{-4}$ и $3,3 \cdot 10^{-4}$ единиц псевдобыстроты,

что позволило получить разрешение по полярному углу $50\text{--}60 \text{ мрад}/E \text{ (ГэВ)}^{1/2}$ (более подробно см. в [136]).

Электроника. Следует отметить, что для выполнения в течение 2 мкс столь сложных алгоритмов требуется использование быстродействующих перепрограммируемых логических матриц (ППЛМ) и широкополосных волоконно-оптических линий передачи, работающих в гигабитном диапазоне. В [137] подробно описаны алгоритмы и методы использования ППЛМ для идентификации электромагнитных кластеров и изолированных адронов.

В [138] описан e/γ - и τ /адронный процессор, который состоит из четырех крейтов, содержащих электронные модули, с помощью которых распознаются кластеры. Для реализации процессора с целью идентификации струи была создана вычислительная сеть, состоящая из 440 высокоплотных модулей программируемых матриц с вычислительной мощностью 70 млрд операций в секунду. Время идентификации струи составляет 1 мкс [139].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ATLAS Technical Proposal. CERN/LHCC/94-43. 1994. P. 271.
2. ATLAS Technical Detector and Physics Performance. Technical Design Report. CERN/LHCC/99-14. 1999. P. 457.
3. CMS. The Compact Muon Solenoid. CERN/LHCC-92-3. 1992. P. 106.
4. CMS. The Compact Muon Solenoid. Technical Proposal. CERN/LHCC 94-38. 1994. 254 p.
5. CMS. The Hadron Calorimeter Design Report. CERN/LHCC 97-31. 1997. 449 p.
6. CMS. The Muon Project. Technical Design Project. CERN/LHCC 97-32. 1997. 441 p.
7. CMS. The Electromagnetic Calorimeter Project. Technical Design Report. CERN/LHCC 97-33. 1997. 364 p.
8. CMS. The Tracker Project. Technical Design Report. CERN/LHCC 98-06. 1998. 538 p.
9. ALICE. CERN/LHCC 95-71. 1995. 225 p.
10. ALICE Technical Design Report of the Inner Tracking System. CERN/LHCC/99-12. 1999. 360 p.
11. LHCb Technical Proposal. CERN/LHCC/2003-30. 2003. 127 p.
12. *Никитюк Н. М., Самойлов В. Н.* Физические установки для экспериментов на ЛHC. Дубна: ОИЯИ, 2007.
13. *Ellis N.* First-Level Trigger System at LHC // 8th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Colmar, France, Sept. 9–13, 2002. CERN/LHCC-2002-34. 2002. P. 20–28.
14. *Taylor T. M.* The Status of the LHC Machine // 7th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Stockholm, Sept. 10–14, 2001. CERN/LHCC/2001-34. 2001. P. 3–8.
15. *Smith W.* Triggering at LHC Experiments // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 478. P. 62–67.
16. *Lindenstruth V., Kisel I.* Overview of Trigger Systems // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 535. P. 48–56.
17. *Gadomski S. et al.* The Deconvolution Method of Fast Pulse Shaping at Hadron Colliders // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 320. P. 217–227.

18. *Bingefors N. et al.* A Novel Technique for Fast Pulse-Shaping Using a Slow Amplifier // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 326. P. 112–119.
19. *Brenner R. et al.* Performance of an LHC Front-End Running at 67 MHz // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 339. P. 477–484.
20. *Gadomski S., Weilhammer P.* Fast and Low-Noise Front-End Electronics for Si Detectors at LHC // Ibid. V. 351. P. 201–207.
21. *Jones L. L., Frensch M., Seller P.* APV5-RH – A 128 Channel Analogue Pipeline for LHC // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1995. V. 42. P. 781–785.
22. *Hall G.* Front-End Electronics for Silicon Tracking at LHC // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1994. V. 41. P. 1086–1090.
23. *Ansotz F. et al.* Performance of a CMOS Mixed Analogue-Digital Circuit APVD for the Silicon Tracker // Fourth Workshop on Electronics for LHC Experiments, Rome, Sept. 21–25, 1998. CERN/LHCC/98-36. 1998. P. 180–184.
24. *Campbell M.* Electronics for Pixel Detectors // 7th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Stockholm, Sept. 10–14, 2001. CERN/LHCC/2001-034. 2001. P. 11–16.
25. *Fisher P.* The ATLAS Pixel Front End Chip FEI in 0.25 μm Technology // 8th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Colmar, France, Sept. 9–13, 2002. CERN/LHCC-2002-34. 2002. P. 91–94.
26. *Gasparini F. et al.* Bunch Crossing Identification at LHC Using a Mean-Timer Technique // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 336. P. 91–97.
27. *Giorgi M. et al.* Beam Test Results of an FPGA Prototype of a Front-End Trigger Device for CMS // Second Workshop on Electronics for LHC Experiments, Balatonfured, Hungary, Sept. 23–27, 1996. CERN/LHCC/96-39. 1996. P. 314–318.
28. *Gasparini F. et al.* Performance of DTBX Prototype // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 344. P. 137–142.
29. *Hazen E. et al.* An Integrated Multi-Channel Readout for ATLAS Monitored Drift Tubes // Second Workshop on Electronics for LHC Experiments, Hungary, Sept. 23–27, 1996. CERN/LHCC/96-39. P. 304–307.
30. *Majewski S. et al.* A Thin Multiwire Chamber Operating in High Multiplication Mode // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 217. P. 265–271.
31. *Saaki O. et al.* ASD for the Thin Gap Chambers in the LHC ATLAS Experiment // Fifth Workshop on Electronics for LHC Experiments, Rome, Sept. 21–25, 1998. CERN/LHCC/98-66. 1998. P. 443–441.
32. *Radeka V., Recia S.* Speed and Noise Limits in Ionization Chamber Calorimeters // Nucl. Instr. Meth. A. 1988. V. 265. P. 228–242.
33. *Aubert B. et al.* Performance of Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter with «Accordion» Geometry // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 309. P. 438–449.
34. *Braun I. et al.* Bunch Crossing Identification for the ATLAS First-Level Calorimeter Trigger // First Workshop on Electronics for LHC Experiments, Lisbon, Sept. 11–15, 1995. CERN/LHCC/95-56. 1995. P. 293–296.
35. Level-1 Trigger. Technical Design Report. ATLAS TRD-12 24. 1998. 516 p.
36. *Elis N.* First-Level Trigger System at LHC // 9th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Amsterdam, Sept. 29 – Oct. 3, 2003. CERN/2003-006. 2003. P. 20–29.
37. *Beker H. et al.* The ALICE Trigger System // Second Workshop on Electronics for LHC Experiments, Balatonfured, Hungary, Sept. 23–27, 1996. CERN/LHCC/96-39. 1996. P. 170–174.

38. *Bondila M. et al.* Results of In-beam Tests of an MCP-Based Vacuum Sector Prototype of the T0/Centrality Detector for ALICE // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 478. P. 200–224.
39. *Efimov L. G. et al.* // Third Workshop on Electronics for LHC Experiments, London, Sept. 22–26, 1997. P. 359–363.
40. *Smith H.* Triggering at LHC // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 478. P. 62–67.
41. *Efimov L. et al.* Fast-Pre-Trigger of T0/Centrality MCP-Based Start Detector for ALICE // 7th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Stockholm, Sept. 10–14, 2001. CERN/LHCC/2001-034. 2001. P. 273–285.
42. *Efimov L., Lenti V., Villabos-Baile O.* A Prototype Fast Multiplicity Discriminator for ALICE L0 Trigger // Ibid. P. 217–221.
43. *Heintze J.* // Nucl. Instr. Meth. 1978. V. 156. P. 227–231.
44. *Sauli F.* Preprint CERN-/89-74. Geneva, 1989.
45. *Никитюк Н. М.* Газонаполненные вершинные детекторы // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 6. С. 1499.
46. *Kamae T. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1986. V. 252. P. 423–430.
47. *Brand C. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. V. 283. P. 567–572.
48. *Darbo G., Heck B. W.* The TPC Trigger for the DELPHI Experiment // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1987. V. NS-24. P. 227–231.
49. *Decamp D., Deschizaut B., Less J.-P.* (The ALEPH Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1990. V. 294. P. 121–178.
50. *Wenig S.* Performance of Large-Scale TPC System in the CERN Heavy Ion Experiment // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 409. P. 100–104.
51. *Bachler J.* Development of a TPC Detector for the ALICE Experiment // Ibid. P. 9–13.
52. *Garabatos C.* The ALICE TPC // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 535. P. 197–200.
53. *Baur R. et al.* Front-End Electronics for a TPC-Detector // Third Workshop on Electronics for LHC Experiments, London, Sept. 22–26, 1997. CERN/LHCC/97-60. 1997. P. 247–250.
54. *Bachler J. et al.* Front-End Electronics for the ALICE TPC-Detector // Fourth Workshop on Electronics for LHC Experiments, Rome, Sept. 21–25, 1998. P. 165–169.
55. *Esteve Bosch R. et al.* Readout Control Unit of the Front-End Electronics for the ALICE Time Projection Chamber // 8th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Colmar, France, Sept. 9–13, 2002. CERN/LHCC/2002-34. 2002. P. 160–163.
56. *Antonoli P., Menegini S.* A 20 ps TDS Readout Module for ALICE Time of Flight System: Design and Test Results // 9th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Amsterdam, Sept. 29 – Oct. 3, 2003. CERN/LHCC/-2003-055. 2003. P. 311–315.
57. *Kluge A., Spiegel M.* Study of the ALICE Time of Flight Readout System-AFRO // Fifth Workshop on Electronics for LHC Experiments, Snowmass, Colorado, USA, Sept. 20–24, 1999. CERN/LHCC/99-33. 1999. P. 377–382.
58. *Шафранов М. Д.* Микроструктурные газовые двухкоординатные детекторы // ЭЧАЯ. 2002. Т. 33, вып. 5. С. 1205–1234.
59. *Parkhomchuck V. V., Pestov Yu. N., Petruchin N. V.* A Spark Counter with Large Area // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 93. P. 269–270.
60. *Akimov V. et al.* Ceramic PPC Technology Performance // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 334. P. 120–124.

61. *Akimov V. et al.* Conceptual Features of Front-End Electronics for a New Time-of-Flight Technology. Preprint ITEP 47-00. M., 2000.
62. *Santanico R., Carderelli R.* // Nucl. Instr. Meth. 1981. V. 187. P. 187.
63. *Carderelli R. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1988. V. 263. P. 20.
64. An Integrated RPC Detector for the ATLAS Muon Trigger. ATLAS Intern. Note. MUON-No-042. 1994.
65. *Fonte P., Smirnitcki A., Williams M. C. S.* A New High-Resolution TOF Technology. Preprint CERN-EP/99-68. Geneva, 1999.
66. *Abbrescia M. et al.* // The Simulation of Resistive Plate Chambers in Avalanche Mode: Charge Spectra and Efficiency // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 431. P. 413–427.
67. *Zeballos E. C. et al.* High Rate Resistive Plate Chambers // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 367. P. 388–393.
68. *Akindov A. et al.* 100 ps Time-of-Flight Resolution of Dielectric Resistive Plate Chamber. Preprint ITEP 20-99. M., 1999.
69. *Zeballos E. C. et al.* A New Type of Resistive-Plate Chamber: The Multigap RPC // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 374. P. 132–135.
70. *Williams M. C. S.* The Multigap RPC: The Time-of-Flight Detector for the ALICE Experiment // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 478. P. 183–186.
71. *Akindov A. V. et al.* Study of Gas Mixtures and Ageing of the Multigap Resistive Plate Chamber Used for the ALICE TOF // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 533. P. 93–97.
72. *Blanco A. et al.* Progress in Timing Resistive Plate Chambers // Ibid. V. 535. P. 272–276.
73. *Akindov A. et al.* The Multigap Resistive Plate Chamber as Time-of-Flight Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 456. P. 16–22.
74. *Akindov A. N. et al.* Latest Results on the Performance of the Multigap Resistive Plate Chamber Used for the ALICE TOF // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 533. P. 74–78.
75. *Blanco A., Carolino N., Fonte P. et al.* A New Front-End Electronics Chain for Timing RPCs // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2001. V. 48, No. 4. P. 1249–1253.
76. *Ratclif B. N.* Future High Energy Physics Experiments Using RICH Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 371. P. 309–320.
77. *Sauli F.* Experimental Techniques. CERN-EP/86-143. 1986. 15 p.
78. *Arnold R. et al.* Photosensitive Gas Detectors for the Ring-Imaging Cherenkov (RICH) Technique and the DELPHI Barrel RICH Prototype // Nucl. Instr. Meth. A. 1986. V. 252. P. 188–207.
79. *Vavra J.* Particle Identification Methods in High-Energy Physics // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 453. P. 262–268.
80. *Seguinot J., Ypsilants T.* Evolution of RICH Technique // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 433. P. 1–16.
81. *Piuz F. et al.* Final Test of the CsI-based Ring Imaging Detector for the ALICE Experiment // Ibid. P. 187–189.
82. *Cozza D. et al.* The CsI-Based RICH Detector Array for the Identification of High Momentum Particles in ALICE // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 502. P. 101–107.
83. *Mauro A. Di. et al.* Performance of large Area CsI-Rich Prototypes for ALICE at LHC // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 190–200.
84. *Никитюк Н. М.* Методы обработки информации с трековых детекторов заряженных частиц высоких энергий // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26, вып. 3. С. 719.

85. *Elia D. et al.* A Pattern Recognition Method for the RICH-Based HMPID Detector in ALICE // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 433. P. 262–267.
86. *Coza D. et al.* Recognition of Cherenkov Patterns in High Multiplicity Environments // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 482. P. 226–237.
87. Addendum to ALICE Technical Proposal. CERN/LHCC/99-13. 1999. 30 p.
88. *Antonyan K. G. et al.* TRD as Combined Threshold Device and Muon Tracker // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 256. P. 230–233.
89. *Andronic A.* Prototype Tests for the ALICE TRD // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2001. V. 48, No. 4. P. 1259–1263.
90. *Mahmoud T.* The ALICE Transition Radiation Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 502. P. 127–132.
91. *Lippmann C.* Position Resolution and Electron Identification with Prototypes of the ALICE TRD // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 535. P. 457–460.
92. *Adier J. et al.* Mark III Vertex Chamber // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. V. 276. P. 42.
93. *Кекелидзе Г. Д., Пешехонов В. Д.* Прецизионные трековые детекторы на основе тонкопленочных дрейфовых трубок // ЭЧАЯ. Т. 33, вып. 3. С. 669–671.
94. *Akesson T. et al.* Study of Straw Proportional Tubes for Transition Radiation Detector Tracker at LHC // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 361. P. 440–446.
95. *Akesson T. et al.* The TRT Straw Proportional Tubes: Performance at Very High Counting Rate // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 367. P. 143–153.
96. *Akesson T. et al.* Straw Tube Drift-Time Properties and Electronics Parameters for the ATLAS TRT Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 449. P. 446–460.
97. *Dressnand N. et al.* Implementation of the ASDBLR Straw Tube Readout ASIC in DMILL Technology // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2001. No. 4. P. 1239–1243.
98. *Bevenese B. et al.* Progress in Development of the ASDBLR ASIC for ATLAS TRT // Fifth Workshop on Electronics for LHC Experiments, Colorado, USA, Sept. 20–24, 1999. CERN/LHCC/99-33. 1999. P. 128–132.
99. *Dressnand N. et al.* Implementation of the ASDLR and DTRMOS ASIC for the ATLAS TRT in DMILL Technology // 6th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Cracow, Poland, Sept. 11–15, 2000. CERN/LHCC/2000-41. 2000. P. 161–163.
100. *Anghinolfi F. et al.* Deep Submicron Version of the Readout Chip for the TRT Detector in ATLAS // 8th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Colmar, France, Sept. 9–13, 2002. CERN/LHCC-2002-34. 2002. P. 95–99.
101. *Rehak P. et al.* Semiconductor Drift Chambers for Position and Energy Measurements // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 235. P. 224–234.
102. *Gatti E., Rehak P.* Review of Semiconductor Drift Detectors // Nucl. Instr. Meth. 2005. V. 541. P. 47–60.
103. *Mazza G. et al.* Test Results of the Front-End System for the Drift Detectors of ALICE // 7th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Stockholm, Sept. 10–14, 2001. CERN/LHCC//2001. 2001. P. 81–84.
104. *Randazzo N., Russo V.* Transimpedance Amplifier for SDD in ALICE ITS // Third Workshop on Electronics for LHC Experiments, London, Sept. 22–26, 1997. CERN/LHCC/97-60. 1997. P. 531–534.
105. *Arnaldi R. et al.* The ALICE Dimuon Trigger: Overview and Electronics Prototype // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 456. P. 126–131.

106. *Cristiansen J.* An Overview of the LHC-B Experiment and Its Electronics // Third Workshop on Electronics for LHC Experiments, London, Sept. 22–26, 1997. CERN/LHCC/97-60. 1997. P. 42–48.
107. *Wilkinson G.* LHC-B: Overview and Recent Developments // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 389. P. 119–125.
108. LHCb Technical Design Report. Reoptimized Detector Design of Performance. Part 2. CERN/LHCC 2003-030. 2003. 127 p.
109. LHCb Technical Design Report. Reoptimized Detector Design and Performance. Part 1. CERN/LHCC/ 2003-030. 2003. 56 p.
110. *Forty R.* Ring-Imaging Cherenkov Detectors for LHC-B // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 384. P. 167–174.
111. *Alemi M. et al.* Testbeam Results on Particle Identification with Aerogel Used as RICH Radiator // IEEE Trans Nucl. Sci. 2001. V. 48. P. 1265–1269.
112. *Forty R.* RICH Pattern Recognition for LHCb // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 433. P. 257–261.
113. *Easo S.* Development of the RICH Detectors in LHCb // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 502. P. 46–51.
114. *Gys T.* The Pixel Hybrid Photon Detectors for the LHCb–RICH Project // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 465. P. 240–246.
115. *van Bavel N. et al.* Performance of the Beetle Chip for LHCb // 9th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Amsterdam, Sept. 29 – Oct. 3, 2003. CERN /LHCC-2003/055. 2003. P. 443–447.
116. *Никитюк Н. М.* Прецизионные микровершинные детекторы // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28, вып. 1. С. 191.
117. *Cristiansen J.* LHCb and Its Electronics // 6th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Cracow, Poland, Sept. 11–15, 2000. CERN/LHCC/2000-041. 2000. P. 33–41.
118. *Bowcock T., Parkers C.* The LHCb Vertex Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 435. P. 65–73.
119. *Dijkstra H.* The Vertex Locator and Level-1 Trigger // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 453. P. 126–130.
120. *Teubert F.* First Test-Beam Results with a Prototype of the LHCb Vertex Detector // Ibid. V. 447. P. 69–75.
121. *van Beuzekom M. G. et al.* Pile-Up Veto L0 Trigger System for LHCb Using FPGA's // 8th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Stockholm, Sept. 10–14, 2001. CERN/LHCC/2001-034. 2000. P. 251–255.
122. *Dijkstra H.* The LHCb Vertex Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 418. P. 58–64.
123. *Zaitsev N. Y., Wiggers L. W.* The LHCb Vertex Triggers // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 447. P. 235–243.
124. *Nisati A.* Muon Systems for $p-p$ Experiments // First Workshop on Electronics for LHC Experiments, Lisbon, Sept. 11–15, 1995. CERN/LHCC/95-56. 1995. P. 187–194.
125. *Petrolo E., Ventziano S.* A Fast Tracking Muon Trigger for Experiment WA92 // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 315. P. 95–101.
126. *Antoniazzi L. et al.* FNAL E771 FAST Muon Trigger // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 355. P. 320–328.
127. *Cataldi G. et al.* Performance of the E771 RPC Muon Detector at Fermilab // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 337. P. 350–334.

128. *Dosselli U.* Muon Detectors for Collider Experiments // Proc. Second Workshop on Electronics for LHC Experiments, Balatonfured, Hungary, Sept. 23–27, 1996. CERN/LHCC/96-39. 1996. P. 283–292.
129. *Aloisio A. et al.* The Trigger Chambers of the ATLAS Muon Spectrometer: Production and Tests // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 535. P. 265–271.
130. *Григоров Н. Л., Мурзин И. С., Рапопорт И. Д.* Метод измерения энергии частиц в области 10^{11} эВ // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 506–507.
131. *Никитюк Н. М.* Обработка сигналов, регистрируемых в калориметрах // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25. С. 1004.
132. *Esenhandler E.* Hardware Triggers at the LHC // Fourth Workshop on Electronics for LHC Experiments, Rome, Sept. 21–25, 1998. CERN/LHCC/96-36. 1996. P. 47–56.
133. ATLAS Level 1 Trigger. Technical Design Report. 1998.
134. *Elis N. et al.* The Trigger Menu Handler of the ATLAS Level-1 Central Trigger Processor // 6th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Cracow, Poland, Sept. 11–15, 2000. CERN/LHCC/2000-41. 2000. P. 348–352.
135. *Colas J. et al.* Position Resolution and Particle Identification with the ATLAS EM Calorimeter // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 550. P. 96–115.
136. *Bright-Thomas P. et al.* ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger System Architecture // 6th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Cracow, Poland, Sept. 11–15, 2000. CERN/LHCC/2000-41. 2000. P. 311–315.
137. *Garvey J. et al.* Use of an FPGA to Identify Electromagnetic Clusters and Isolated Hadrons in the ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 512. P. 506–516.
138. *Perera V. et al.* The e/γ and τ /hadron Processor System for the ATLAS First-Level Trigger // Fourth Workshop on Electronics for LHC Experiments, Rome, Sept. 21–25, 1998. CERN/LHCC/98-36. 1998. P. 316–320.
139. *Dulny B. et al.* // Fifth Workshop on Electronics for LHC Experiments, Snowmass, Colorado, Sept. 20–24, 1999. CERN/LHCC/99-33. 1999. P. 273.