

ЭЛЕКТРОННЫЕ МЕТОДЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Н.М.Никитюк

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрено современное состояние и перспективы развития электронных методов в физике высоких и сверхвысоких энергий. Показано, что роль и значимость электронных методов существенно возрастает в связи с усложнением критериев отбора физических событий, необходимостью набора большого количества экспериментального материала и возросшими требованиями к высокой точности регистрации координат событий и др. Описан широкий спектр координатных детекторов, являющихся источниками как электрических, так и оптических сигналов. Основное внимание уделено методам съема, усиления и регистрации информации, поступающей от многоканальных детекторов заряженных частиц. Приведено описание ряда специализированных микросхем, разработанных для физических экспериментов. Рассмотрены основные методы построения специализированных трековых процессоров, применяемых как в экспериментах с фиксированной мишенью, так и на коллайдерах. Описан ряд методов, применяемых для прецизионных измерений таких физических данных, как прицельный параметр, координаты вершин распада и ионизационные потери.

The present-day status and prospect for the development of electronics methods in high and superhigh energy physics are considered. It is shown that the role and significance of these methods increase essentially as selection criteria of physical events are complicated, a great body of experimental is required, requirement on high-precision registration of event coordinates grows and so on. A wide variety of coordinate detectors which are the sources of electric and optical signals is described. Primary attention is given to the methods of information readout, amplification and registration from multichannel detectors of charged particles. A number of special-purpose microcircuits are developed for physics experiments. Main methods of construction of special-purpose track processors used in experiment with a fixed target and on colliders are considered. The same methods are described used for precision measurements of such physical data as impact parameter, coordinate of decay vertices and ionization losses.

ВВЕДЕНИЕ

Фильмовая методика, которая начала широко применяться после изобретения камеры Вильсона, до сих пор используется в оптических трековых детекторах, таких как пузырьковые камеры, оптические искровые и стримерные камеры.

Начиная с 1960 г. в физических экспериментах начали применяться ЭВМ для различных вычислений и обработки экспериментальных данных и для автоматизации измерений камерных снимков. Однако фильмовая методика имеет такие существенные недостатки, как малое быстродействие, трудность селективного отбора и предварительной обработки событий в реальном времени. В электронных детекторах детектирование частиц предполагает измерение заряда, наводимого на электродах детектора, который возникает вследствие потери части (α в калориметрах и всей) энергии благодаря взаимодействию частиц с веществом детектора. Появилась возможность использовать быстродействующую регистрирующую электронику и технику специализированных процессоров для быстрого отбора и обработки топологий сложных событий на уровне значительных помех. В результате в экспериментальной физике сложилось новое направление — электронные методы, связанные с использованием быстродействующих многоканальных детекторов, которые повсеместно вытесняют фильмовую методику. В тех же случаях, когда в детекторах возникает световой сигнал, например в сцинтилляционных годоскопах, с помощью ФЭУ он трансформируется в электрический импульс для дальнейшей обработки методами ядерной электроники.

Середина 70-х годов, когда были открыты J/ψ -частицы, рядом авторов отмечается как новый рубеж в развитии электронных методов в физике высоких энергий. Существенный прогресс был достигнут в методике газовых детекторов, таких как пропорциональные камеры. Особенно перспективными оказались дрейфовые камеры. Все эти и другие факторы (в том числе развитие вычислительной техники) повлияли на совершенствование полупроводниковой технологии, которая стала широко использоваться как в ядерной электронике (специализированные микросхемы), так и для создания новых типов координатных детекторов. Разработаны координатные детекторы с точностью регистрации координат несколько микрометров, в которых широко применяется волоконно-оптическая техника и методика микрополосковых детекторов. Налицо устойчивая тенденция к интеграции детекторов с регистрирующей электроникой, когда на одном кристалле полупроводника создаются не только многоканальные детекторы, но и усилители и преобразователи информации.

Современные детекторы физики высоких энергий имеют высокое быстродействие, и существует тенденция к его увеличению. Неуклонно

растет число каналов регистрации, что приводит к необходимости обрабатывать большой объем информации за минимально возможное время. Помимо многопроволочных пропорциональных и дрейфовых камер (и их модификаций) в современных спектрометрах содержится также много других источников информации: черенковские счетчики, сцинтилляционные годоскопы, калориметры и др. В результате на одно событие регистрируется несколько тысяч и более многозарядных слов. Такое количество данных появляется вследствие роста множественности в регистрируемых событиях и усложнения их топологий.

Для регистрации высокоэнергетичных частиц все более широкое применение находят калориметры — детекторы полного поглощения, содержащие тысячи каналов регистрации. Непрерывно развивается методика сцинтилляционных и черенковских счетчиков (RICH-детекторы), мультянодных ФЭУ и микроканальных пластин.

Цель данного обзора состоит в том, чтобы изложить состояние и тенденции развития электронных методов в физике высоких и сверхвысоких энергий.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ И РЕГИСТРАЦИЯ СВЕТОВЫХ СИГНАЛОВ

Крупные успехи в разработке оптоэлектронных и чисто оптических логических элементов и средств связи создали предпосылки для построения оптических процессоров, детекторов нового типа и оптоэлектронных устройств регистрации и обработки физической информации. Использование в физических экспериментах оптических приборов и линий передачи дает много преимуществ, в частности, отпадает необходимость в цепях развязки, не требуется земляная шина, резко уменьшаются размеры, вес и стоимость каналов передачи. Кроме того, появилась возможность регистрировать непосредственно «образы» событий и существенно повысилась точность регистрации событий. В этом разделе дается краткий обзор работ по применению электронно-оптических методов съема, передачи и регистрации данных в экспериментах по физике высоких энергий.

Волоконные световоды (ВС). Для детектирования, передачи и кодирования световых сигналов, которые возникают в результате взаимодействия заряженных частиц с веществом детектора, широко применяются волоконные и волоконные сцинтилляционные световоды. В последнее время как за рубежом, так и в нашей стране интенсивно развиваются также волоконные сместители спектра (шифтеры), которые могут совмещать в себе вышеназванные функции, выполняемые волоконными световодами. Обычные кварцевые волоконные световоды применяются в физических экспериментах для съема и передачи световых сигналов от

сцинтилляторов к ФЭУ, которые располагаются в таком месте, чтобы на их характеристиках не сказывалось влияние магнитного поля анализирующего магнита. Длина волоконных связей может находиться в широких пределах. В спектрометре [1] сцинтилляционный годоскоп находится от ФЭУ на расстоянии 0,6+1,5 м.

Другим направлением, связанным с применением волоконных световодов, является передача данных, регистрируемых в детекторах. Большинство детекторов, применяемых в физике высоких энергий, работают в сложных условиях, создаваемых электромагнитными помехами, что сказывается на надежности работы регистрирующей электроники, которая, как правило, располагается в непосредственной близости от детекторов. При числе каналов регистрации в одном спектрометре, составляющем десятки тысяч, существенно возрастает как объем, так и стоимость коммуникаций. Для передачи аналоговых сигналов от системы дрейфовых камер, содержащих $32 \cdot 10^3$ каналов регистрации, используется мультиплексная ($256 \rightarrow 1$) система передачи с частотой 670 кГц и динамическим диапазоном 12 бит [2]. Оптический канал характеризуется следующими параметрами: максимальная величина передаваемых сигналов 0,5+5 В, линейность $\pm 0,5\%$, потеря на 1 м длины равна 0,17 дБ. Для стабилизации параметров в приемнике введена оптическая обратная связь. В ЦЕРН работает ряд физических установок, в которых используется помехоустойчивая оптическая связь. В эксперименте DELPHI данные от детекторов передаются в аналоговой форме к регистрирующей электронике, выполненной в стандарте ФАСТБАС, по кабелю, содержащему $17 \cdot 10^4$ световодов [3].

Полезные качества волоконных оптических световодов особенно эффективно проявляются в тех физических установках, где требуется передача сигналов между объектами, имеющими высокую разность потенциалов. В [4] описана оптическая линия связи, созданная для передачи синхроимпульсов управления форинжектором линейного ускорителя ИФВЭ на основе промышленных квантово-электронных модулей при разности потенциалов на передающей и приемной стороне 700 кВ.

Световая кодировка. В ряде физических экспериментов, а также в прикладных исследованиях, когда заведомо известна верхняя граница числа сигналов, регистрируемых в детекторе, можно существенно сократить количество каналов регистрации и, соответственно, активных элементов, например ФЭУ, и использовать сжатую информацию для декодирования с помощью ПЗУ. Информация может быть закодирована, если с помощью световодов выполнить разветвление сигналов и по определенному правилу соединить их со входами ФЭУ. В [5] описан времяпролетный спектрометр со световой кодировкой. Каждый из 10 сцинтилляторов

N	1	3	5	7	9	11	13	15	17	19	21	23	25	27	29	204	210
1	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1
2	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0
3	1	0	0	1	0	0	1	0	0	1	0	0	1	0	0	1	0
4	0	1	0	0	1	0	0	1	0	0	1	0	0	1	0	0	1
5	0	0	1	0	0	1	0	0	1	0	0	1	0	0	1	0	0
6	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1	0
7	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1
8	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0
9	0	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0
10	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0
11	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0
12	0	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0
13	0	0	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1	0	0
14	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1	0
15	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1
16	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0
17	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0

Рис.1. Кодировочная матрица для регистрации двух произвольно срабатывавших сцинтилляторов

Если же требуется однозначная кодировка двух независимых срабатывающих сцинтилляторов, то можно использовать кодировочную матрицу, показанную на рис.1, где при множественности $t = 2$ и $n = 210$ для построения годоскопа необходимо 17 ФЭУ [8].

Сцинтилляционные волоконные световоды (СВС). В конце 50-х годов ряд исследований был посвящен разработке и применению в качестве детекторов заряженных частиц как обычных сцинтилляторов, так и тонких пластических или стеклянных сцинтилляционных волокон [9]. Однако широкого применения в качестве координатных детекторов они не получили в связи с появлением в это время пузырьковых и искровых камер. Кроме того, из-за больших потерь на границе сцинтиллятор — воздух при длине свыше 15 см использование обычных тонких сцинтилляторов становится неэффективным [10]. В данной работе, которая является пионерской в области разработки и применения сцинтилляционных волоконных световодов, показано, что при длине 60 см эффективность детектирования с помощью ФЭУ составляет 99%. Широкое применение нашли СВС на основе пластических [10] и стеклянных сцинтилляторов [11]. Однако известны и СВС, в которых используются тонкие стеклянные или тефлоновые трубки, наполненные жидким сцинтиллятором [12]. В отличие от широко известных кварцевых световодов, СВС, помимо функции передачи световых сигналов, выполняют роль детекторов заряженных частиц с высоким пространственным разрешением — несколько десятков микрометров. На рис.2 приведены геометрические и оптические параметры отдельного СВС. В световоде используется сцинтил-

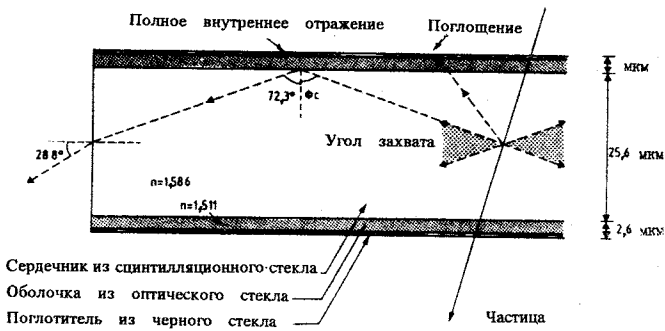


Рис.2. Геометрические и оптические параметры СВС

ляционное стекло или пластиковый сцинтиллятор. Для обеспечения условия полного внутреннего отражения имеется второй внешний слой, состоящий из оптического стекла, коэффициент преломления которого должен быть меньше, нежели у сердечника. Вторая внешняя оболочка представляет собой поглотитель из черного стекла и выполняет роль оптического изолятора. В результате взаимодействия частицы со сцинтиллятором возникают световые сигналы, которые вследствие внутреннего отражения распространяются к концам световода, где они детектируются [13].

В работе [14] дан обзор современного состояния методики СВС и их применения в физике высоких энергий. Приводятся параметры СВС с различными сердечниками и способы съема и преобразования световых сигналов. В табл.1 приведены параметры двух типов СВС.

Таблица 1. Сравнительные характеристики стеклянных и пластиковых СВС

Параметр	Стекло (GSI+Ce ³⁺)	Пластик (Полистирол+PBD+POPOP)
Длительность вспышки, нс	55	3
Длина затухания, см	2—20	80—200
Радиационная длина, см	9,8	41,3
Минимальный диаметр сердечника, мкм	10	500
Радиационная стойкость, рад	10 ⁶	< 10 ⁶
Выход фотонов в материале, фотон/кэВ ¹	1,5 ± 0,5	8—10
Технологичность	Сложная	Простая

Из табл.1 следует, что пластиковые СВС имеют ряд высоких параметров, обеспечивающих их эффективное использование в качестве детекторов заряженных частиц. Однако СВС на основе стекла имеют гораздо меньший диаметр сердечника и более высокую радиационную стойкость. Для построения детектора на основе СВС составляют плоскости, которые накладывают одну на другую, и образуют объемный детектор. С учетом внешних оболочек и сетчатых прокладок получается пространственное разрешение 1 мм [15] (см. ниже).

Стыковка СВС. Важным этапом в использовании СВС является их стыковка с устройствами сбора, усиления, преобразования и регистрации световых сигналов. Для того чтобы обеспечить чувствительность к отдельным фотонам, система считывания сигналов с детектора на основе СВС, помимо возможности съема изображения, должна иметь коэффициент усиления порядка 10^5 , что приводит к необходимости создания многоступенчатых усилителей и преобразователей света. Здесь находят применение микроканальные пластинчатые и мультианодные ФЭУ. В [16] дан обзор результатов исследования различных характеристик микроканальных пластин и описаны способы их применения в экспериментальной физике. Ведутся работы, направленные не только на совершенствование самих приборов, но и на их широкое применение в составе трековых детекторов в физике высоких энергий. В первом приближении микроканальный пластинчатый ФЭУ представляет собой прибор, в котором каскады динодов заменены на одну или несколько микроканальных пластин. Микроканальная пластина представляет собой матрицу, состоящую из большого числа очень тонких стеклянных параллельных трубок диаметром 10—20 мкм, покрытых изнутри резистивным материалом, обладающим свойством вторичной эмиссии. Основным преимуществом микроканальных пластин по сравнению с обычными ФЭУ является то, что длина пробега электронов составляет всего 2 мм при градиенте поля порядка 5000 В/см. Эти два фактора обеспечивают высокие временные параметры, а также возможность работы такого прибора в магнитном поле. Последовательное включение двух микропластин типа «шеvron» [17,18] обеспечивает усиление 10^7 . При этом от одного фотоэлектрона формируется сигнал с амплитудой 50 мВ и длительностью 0,7 нс на высоте. На рис.3 приведены некоторые размеры микроканальной пластины. Важным свойством микроканальных ФЭУ является возможность их использования в качестве позиционно-чувствительных детекторов. Для этого применяется специальная конструкция анода, состоящего из двухкоординатных сетчатых плоскостей (по аналогии с проволочными детекторами) [19,20]. Координата зарегистрированного фотоэлектрона определяется чаще всего методом деления заряда. Вместо резистивной цепочки применяются линии задержки [19]. В этой работе использовался

микроканальный ФЭУ диаметром 127 мм, содержащий 10^6 чувствительных элементов. Получено разрешение порядка 30 мкм. Если аноды сделать дискретными, то получается двухкоординатный детектор, с помощью которого можно регистрировать события с большой множественностью. В [21] показано, что выпускаемые рядом фирм микроканальные ФЭУ могут работать в магнитном поле до 7 кГс (параллельно оси ФЭУ).

Особое внимание уделяется разработке дискретных анодов с возможно большим числом ячеек: 1024×1024 [22]. Для определения координат сработавших ячеек могут использоваться как параллельные методы, требующие большого количества каналов регистрации, так и экономичные последовательные методы съема данных от резистивных анодов, основанные на широко известном способе деления заряда или на применении линий задержек и времяпролетной электроники. Микроканальные пластины и ФЭУ хорошо сопрягаются с СВС, поскольку они имеют одинаковый порядок по разрешению и быстродействию. Такие узлы успешно используются для построения вершинных детекторов [23].

Наряду с микроканальными ФЭУ для сопряжения СВС в последнее время широко применяются также годоскопические ФЭУ (ГФЭУ). Здесь следует отметить пионерскую разработку [24], в которой применен протяженный фотокатод, что позволяет регистрировать координату падающего на него фотона путем измерения времени дрейфа фотоэлектрона до диодной системы. На основе такого ГФЭУ создан двухкоординатный сцинтилляционный годоскоп. Другим направлением в создании ГФЭУ является разработка мультианодных ФЭУ. В [25] исследованы характеристики ФЭУ, состоящего из 88 анодов с площадью поверхности каждого $2,6 \text{ мм}^2$. В качестве детектора использовался жгут ($40 \times 40 \times 150 \text{ мм}$), состоящий из сцинтилляционных СВС диаметром 1 мм. Характерно, что помещение системы в магнитное поле напряженностью 500 Гс позволило улучшить пространственное разрешение до 2,6 мм (при 4,8 мм без магнитного поля). По сравнению с ФЭУ на основе микроканальных пластин мультианодные ФЭУ имеют более высокую линейность по току. Фирма «Hamamatsu» разработала мультианодный ФЭУ с двумя сетчатыми ано-

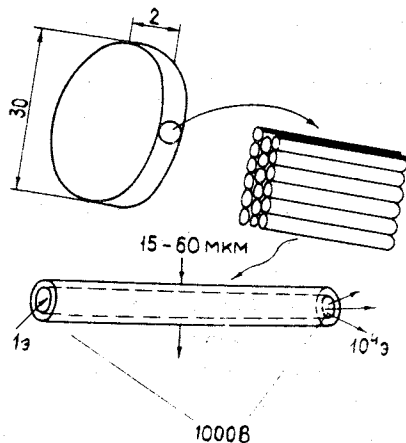


Рис.3. Схематическое изображение элементов микроканальной пластины

дами, расположенными перпендикулярно друг другу, что позволяет использовать такой прибор в качестве двухкоординатного детектора оптических сигналов. Сигналы считывались со сцинтилляционных СВС диаметром 1 мм. При диаметре катода 5 см получено пространственное разрешение 0,4 мм. Сетчатые аноды образуют координатную систему, состоящую из 12×12 полосок шириной 4 мм и длиной 5 см. Считывание данных, регистрируемых в СВС с внешним диаметром 1 мм с помощью мультянодного ФЭУ, описано также в [26]. Анод состоит из 88 ячеек размером $2,9 \times 2,9$ мм. Получено усиление $\sim 10^7$. Благодаря улучшенной конструкции динодов время пробега электронов составляет 20 нс (при 10 динодах) по сравнению с 30—40 нс у обычных ФЭУ, причем при скорости счета 20 МГц амплитуда сигнала равна 200 мВ.

Системы усиления и регистрации данных от сцинтилляционных ВС. Для того чтобы обеспечить необходимое усиление сигналов от отдельных фотонов, система чтения и регистрации должна иметь усиление не менее 10^5 . Такие устройства создаются по каскадной схеме (обычно три каскада), причем одним из каскадов усиления служит микроканальный ФЭУ, который не только фокусирует и усиливает яркость изображения, но и с помощью сигнала «Строб» обеспечивает селективный отбор событий. После усиления сигналы запоминаются с помощью ПЗС-матрицы, с которой они могут быть считаны в память. На рис.4 приведена схема и параметры одного каскада усилителя изображений, применяемого в эксперименте UA2 в ЦЕРН [27]. В этой же работе дается подробное описание системы усиления световых изображений, используемой в составе детектора на основе СВС.

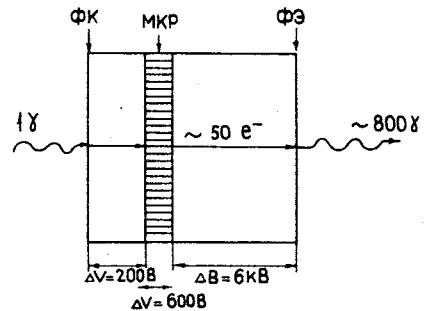


Рис.4. Схема одного каскада усиления света

Применение сцинтилляционных ВС. В пионерской работе [10] описан сцинтилляционный годоскоп с высоким пространственным разрешением ~ 2 мм. В Сакле [28] разработан модуль калориметра, содержащий 3300 СВС, которые образуют 80 плоскостей, сложенных в виде сэндвича и прослоенных металлической сеткой толщиной 0,45 мм (рис.5). Модуль имеет следующие параметры: размеры $80 \times 120 \times 265$ мм, радиационная длина $X_0 = 14,5$ мм, энергетическое разрешение $\sigma/E^{1/2} = 11 \pm 2\%$. Общий собираемый свет соответствует $5 \cdot 10^3$ фотоэлектрон/ГэВ в диапазоне энергий 1+25 ГэВ. Для увеличения точности регистрации параметров

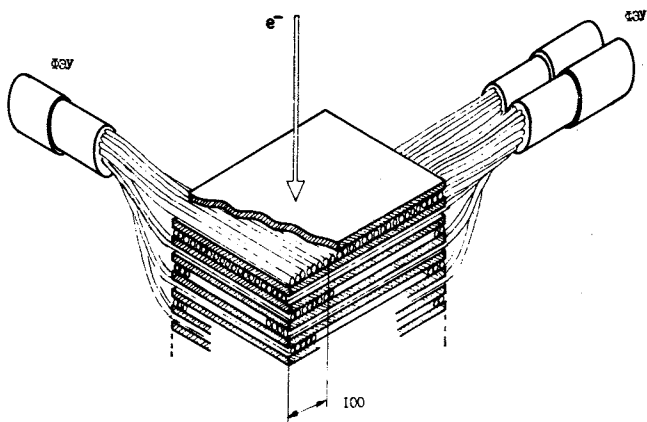


Рис.5. Модуль электромагнитного калориметра на основе СВС с предварительной кодировкой

кластера в разработке [28] каждая годоскопическая плоскость разделена на шесть равных частей по десять световодов в каждой. В [29] подводятся итоги развития и применения методики СВС для построения модулей калориметров. Приводится таблица сравнительных параметров существующих и планируемых детекторов этого класса, предназначенных для трех крупных экспериментов в ЦЕРН. Среди положительных качеств калориметров, создаваемых на основе СВС, можно отметить следующие:

- 1) высокое быстродействие (длительность строба 20 нс);
- 2) высокая точность регистрации координат и размеров кластеров вследствие малого диаметра световодов;
- 3) удовлетворительная радиационная стойкость;
- 4) хорошее энергетическое разрешение $\sigma_E \leq 10\%$.

На рис.6 приведен общий вид девяти блоков сцинтилляционного калориметра в сборе, разработанного для эксперимента DELPHI [30]. Блок имеет размеры $40 \times 40 \times 350$ мм. Тестирование на электронном пучке дало следующие результаты: хорошая линейность в пределах $10 + 50$ ГэВ; энергетическое разрешение $\sigma_e/E^{1/2} = 10\%$; длина затухания 1,3 м; светосбор — $5 \cdot 10^3$ фотоэлектрон/ГэВ.

Широкое применение СВС находят в качестве активных мишеней [31]. Пучок СВС, состоящий из $2,7 \cdot 10^3$ волокон с поперечными размерами $0,9 \times 1,2$ см и длиной 40 см, служит в качестве активной мишени. Заряженные частицы, пересекая ее в поперечном направлении, порождают световые вспышки, которые, распространяясь вдоль световодов, прини-

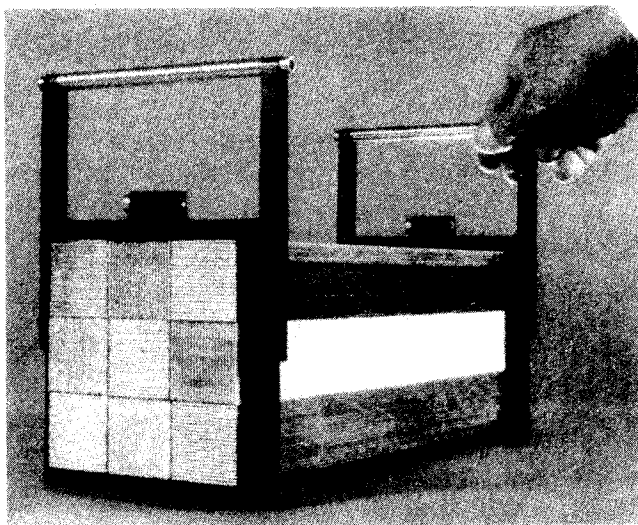


Рис.6. Общий вид блока модулей калориметра для эксперимента DELPHI

маются и усиливаются с помощью фотоприемников. В качестве усилителей использовались микроканальные пластины. На выходе детектора имеется фосфорная пластина, которая с помощью оптического разъема подключена к фотодиодной матрице, содержащей 244×284 ячеек. Сигналы от фотодиодной матрицы поступают на видеомонитор.

Более поздние разработки трековых детекторов на основе СВС были направлены на улучшение параметров детекторов и усовершенствование системы регистрации. Показано [32], что прецизионный детектор, с помощью которого можно детектировать до одного фотона на световод, может успешно применяться совместно с ПЗС-матрицей, которая используется в качестве регистрирующего и запоминающего устройства, работающего на линии с ЭВМ. Получены следующие характеристики: длина затухания (29 ± 8) мм при длине мишени 25 мм; прицельный параметр трека (импакт-параметр трека) ($8,8 \pm 2,0$) мм; разрешение двух треков 52 мкм. Аналогичная система была испытана на высокоэнергетичном пучке в ЦЕРНе и предназначена для изучения продуктов распада BB^- -частиц, где типичное событие имеет пять вторичных вершин распада [33].

Следует отметить, что принципиальным назначением вершинного детектора является нахождение и измерение времени жизни коротко-

живущих частиц (10^{-10} с и менее). Топология таких событий имеет, как правило, одну первичную и несколько вторичных вершин распада, которые пространственно отделены от первичной вершины и одна от другой на определенное расстояние, составляющее несколько миллиметров и менее. Это расстояние может быть измерено путем экстраполяции траектории частицы обратно к первичной вершине распада. Объективным параметром, определяющим, ассоциируется ли заряженная частица с вторичной вершиной, является прицельный параметр b (рис.7), поскольку его значение не

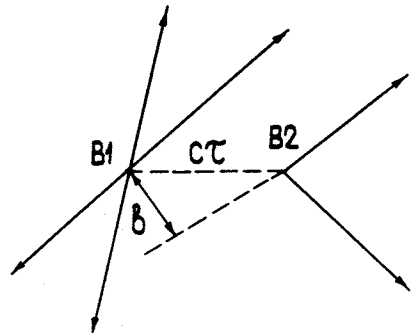


Рис.7. Схема для определения прицельного параметра b . $B1, B2$ — первичная и вторичная вершины распада, t — время жизни

зависит от импульса частиц. Так, если частица исходит прямо из точки первичной вершины распада, то $b = 0$. Открытие частиц с временем жизни t меньше, чем 10^{-12} , привело к необходимости разработки вершинных детекторов с пространственным разрешением лучше, чем ct , где c — скорость света и t — время жизни частицы. Этому условию удовлетворяют вершинные детекторы, создаваемые на основе СВС.

Широкое применение в качестве регистраторов данных, поступающих от СВС, находят двухкоординатные мультианодные ФЭУ. Разработанный сцинтилляционный годоскоп [34] имеет пространственное разрешение 0,4 мм и частоту регистрации событий 100 МГц. ФЭУ с двумя сетчатыми анодами 12×12 с шагом 4 мм образуют позиционно-чувствительный детектор. Для регистрации многотрековых событий аноды сегментируются. Завершая обзор по применению СВС, следует отметить также разработку проекта времяпролетной системы с высоким пространственным разрешением, что позволит использовать ее в составе триггера для выработки сигналов о множественности зарегистрированных событий и для идентификации частиц на B -мезонной фабрике [35].

СЧИТЫВАНИЕ И ПЕРЕДАЧА СВЕТОВЫХ СИГНАЛОВ ОТ МОДУЛЕЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ КАЛОРИМЕТРОВ

Весьма перспективным инструментом в физике высоких и сверхвысоких энергий являются спектрометры полного поглощения — калориметры, с помощью которых измеряются как энергия, так и координаты час-

тиц (годоскопические калориметры) [36,37]. В зависимости от эксперимента получили применение три типа детекторов: калориметры с твердым веществом (пластические сцинтилляторы, свинцовое стекло), газовые и жидкостные калориметры. Сцинтилляционные калориметры отличаются высоким быстродействием. Типичная длительность сигналов (полуширина на полувысоте) составляет 12—15 нс, а в лучших вновь разработанных сцинтилляторах 5—7 нс. В [38] приведены характеристики 16-модульного прототипа адронного калориметра комплекса «Меченые нейтрино».

Применение ФЭУ и вакуумных фотодиодов. Наиболее известными приборами, применяемыми для считывания сигналов в сцинтилляционных калориметрах, являются ФЭУ, которые имеют ряд положительных качеств: высокое быстродействие, хорошее отношение сигнал/шум, большая поверхность фотокатода. Существенными недостатками являются высокое напряжение питания, неконтролируемый дрейф и чувствительность к магнитному полю. Однако, как было отмечено выше, техника ФЭУ непрерывно совершенствуется. В работе [39] рассмотрены современные разработки ФЭУ и вакуумных фотодиодов. Прежде всего разработки направлены на улучшение таких параметров ФЭУ, как возможность работы в магнитном поле, при высоком давлении (до 600 атм) и большой температуре окружающей среды, что позволяет проводить физические эксперименты в экстремальных условиях, например, глубоко под водой для детектирования мюонов и нейтрино [39].

Выпускаются вакуумные фотодиоды, которые могут работать в магнитном поле порядка нескольких килогаусс, причем для увеличения эффективности светосбора они имеют относительно большую светочувствительную поверхность. Для получения хорошего светосбора в условиях работы в магнитном поле в вакуумных фотодиодах расстояние между катодом и анодом должно быть равно 0,5 мм при диаметре фотокатода 19 мм. Другой важной характеристикой таких фотодиодов является малый темновой ток 2 пА и относительно небольшое напряжение питания 10+100 В. Модуль калориметра [40], помимо вакуумных фотодиодов, состоит также из пластин железа и свинца толщиной 0,6 и 2,5 см, между которыми располагаются пластины сцинтиллятора, покрытые шифтером (см. ниже). Отмечаются такие положительные качества калориметра, обусловленные использованием вакуумных фотодиодов, как высокое быстродействие, присущее вакуумным лампам, хорошее временное разрешение (100—200 пс), стабильность характеристик и др. Получено энергетическое разрешение для электронов с энергией 1+37 ГэВ, составляющее 22%. В [41] описан электромагнитный калориметр, содержащий 1200 аналогичных модулей. Отмечается высокая стабильность параметров калориметра в течение длительного времени.

Применение полупроводниковых светодиодов. В ряде работ [42—44] показано, что кремниевые лавинные фотодиоды могут быть с успехом использованы вместо ФЭУ для регистрации слабых сигналов, поступающих от сцинтилляторов типа BGO, CsI и NaI. Малые размеры, независимость характеристик от влияния магнитного поля делают полупроводниковые фотодиоды идеальными приборами при создании калориметров и других детекторов. Они хорошо сочетаются с гибкими световодами, а матрицы из фотодиодов применяются в качестве видеомониторов. В [42] приведены сравнительные характеристики ФЭУ и лавинных фотодиодов. В частности, лавинные фотодиоды имеют более высокую квантовую эффективность, не требуют стабилизации режима работы, имеют хорошую температурную стабильность, низкую чувствительность к шумам, широкий динамический диапазон и невысокую стоимость. Однако ФЭУ имеют более высокое быстродействие и высокий коэффициент усиления. Для регистрации световых сигналов от модулей адронного калориметра применяются фотодиоды, имеющие прямоугольную форму чувствительной поверхности [43], что приводит к увеличению отношения сигнал/шум. Кроме того, отсутствие эффекта усиления приводит к необходимости использования высококачественных зарядово-чувствительных усилителей.

Важным моментом является стыковка световодов с фотодиодами. В [44] приводятся три схемы стыковки. Наибольший выход (40%) получился с помощью линзы, выполненной в виде конуса.

Применение шифтеров. В последнее время как за рубежом, так и в нашей стране интенсивно развивается направление в экспериментальной физике высоких энергий, связанное с разработкой и применением для светосбора световых сигналов световодов-смесителей спектра, которые получили еще название шифтеров. Использование шифтеров позволяет создавать детекторы с лучшими параметрами, состоящие из сотен и более модулей. Основное преимущество шифтеров перед обычными световодами заключается в том, что сцинтилляционное ультрафиолетовое излучение в шифтере трансформируется в более длинноволновое излучение и передается в ФЭУ с малой площадью фотокатода. Важно также, что шифтеры могут быть выполнены в виде СВС. В [45] рассматриваются вопросы применения шифтеров для светосбора в годоскопических калориметрах. Приведены характеристики шифтеров отечественного и зарубежного производства. Основными характеристиками являются: максимум спектра излучения находится в интервале 480+530 нм, длина затухания 85+100 см и время высвечивания 7+10 нс. Нередко между пластиной шифтера и остальной частью модуля помещаются тонкие нейлоновые нити для образования воздушной щели, которая обеспечивает полное внутреннее отражение излучаемого в шифтере света. В [46] приводятся данные об энерге-

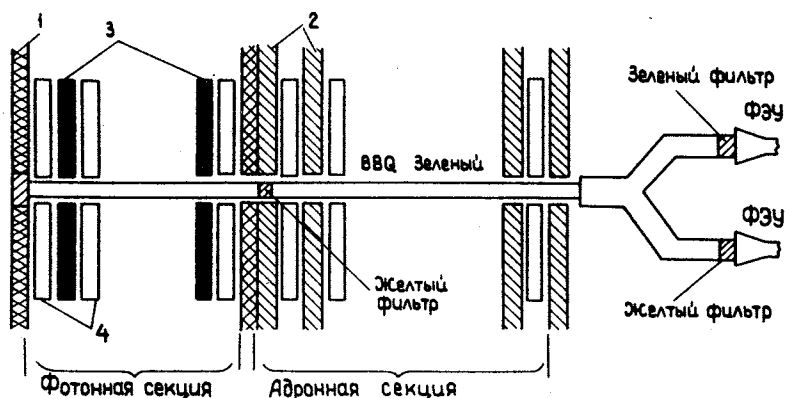


Рис.8. Модуль калориметра с комбинированным шифтером

тическом и координатном разрешении спектрометра полного поглощения с шифтером. Спектрометр состоит из 25 элементов со структурой свинец — сцинтиллятор (толщина 2,8 и 6 см соответственно), имеет поперечные размеры 38x38 мм. При энергии электронов 26 ГэВ погрешность измерения энергии и координаты равна 8,8% и 3,5 мм.

Очень важно, что шифтеры могут изготавливаться в виде СВС. В качестве примера можно сослаться на работу [47], где приводится описание модуля фотон-адронного калориметра, в котором используются комбинированные шифтеры для отдельной передачи сигналов от фотонной и адронной секций калориметра. На рис.8 приведена схема, иллюстрирующая принцип работы такого модуля. Свет от группы сцинтилляторов проходит через воздушную щель в общий световод-шифтер. Изотропно излученный свет направляется по световоду, который проходит через отверстия в сцинтилляторах и поглотителях. Части световодов в фотонном калориметре, покрытые флуоресцирующим конвертором, излучают свет с длиной волны 590 мкм, а те световоды, которые проходят сквозь адронную секцию калориметра, покрыты другим материалом, который излучает свет на волне 490 мкм. В итоге две компоненты света по одному и тому же световоду поступают на входы ФЭУ. Перед каждым ФЭУ помещены фильтры зеленого и желтого цвета. Такой подход позволяет создавать компактные и эффективные модули калориметров. При облучении электронами с энергией 15+100 ГэВ и пионами с энергией 15+300 ГэВ получено энергетическое разрешение $\sigma/E^{1/2}$, равное $0,17E^{1/2}$ и $0,74E^{1/2}$ соответственно.

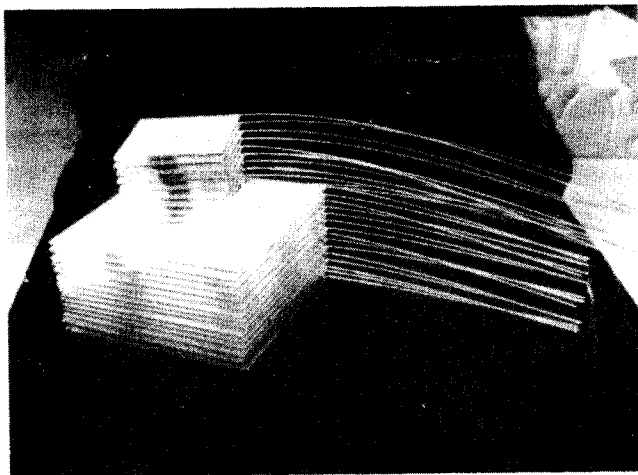


Рис.9. Общий вид сцинтилляционных пластин, сопряженных с ВС-шифтерами

Определенный интерес представляют конструкция и параметры модуля фотонного калориметра, в котором одновременно используются как обычные шифтеры, так и шифтеры, выполненные в виде волоконных световодов [48]. Модуль калориметра имеет размеры 5×5 мм и состоит из 60 слоев. В свою очередь, каждый слой состоит из стеклянной пластинки толщиной 2 мм и сцинтилляционной пластинки толщиной 5 мм. Эти пластины покрыты тонкими пластиковыми листами, содержащими шифтер. Свет, излучаемый каждой пластиной, вначале переизлучается и затем собирается с помощью световодов-шифтеров. Ведутся работы, направленные на существенное улучшение таких параметров, как сдвиг излучения в область более длинных волн и уменьшение поглощения света. Созданы шифтеры с длиной затухания 91 см [49]. Таким образом, применение как обычных ВС, так и шифтеров в калориметрах имеет следующие преимущества по сравнению с обычными световодами: 1) имеется возможность располагать ФЭУ вдали от магнитного поля; 2) для светосбора и усиления можно использовать ФЭУ малого диаметра или миниатюрные светодиоды; 3) компактность, простота конструкции; 4) малая мертвая зона между модулями калориметра.

На рис.9 приведен общий вид сцинтилляционных пластин, сопряженных с ВС-шифтерами диаметром 1,5 мм. Пластины меньшего размера предназначены для модулей электромагнитного калориметра, а пласти-

ны больших размеров были предназначены для создания адронного калориметра в эксперименте UA1 в ЦЕРН [30].

В работе [50] отмечается ряд недостатков, связанных со сбором света со сцинтилляторов на ФЭУ с помощью шифтеров. Например, около шифтера возникают участки, где ухудшается энергетическое и пространственное разрешение. К ухудшению энергетического разрешения приводит также неоднородность по глубине калориметра, являющаяся следствием конечной длины поглощения и др. Для устранения указанных недостатков в данной работе предлагается соединить шифтер, расположенный вдоль границы сцинтиллятора, с оптическим волокном, выходящим между сплошными металлическими пластинами. В [51] приведены данные по изучению влияния черенковского излучения в световоде-смесителе спектра на разрешение адронного калориметра АК-600. Показано, что максимальный вклад в энергетическое разрешение, связанное с черенковским излучением, составил 2,5%.

Системы контроля. Серьезной проблемой является создание эффективной системы контроля сцинтилляционных калориметров, где число счетчиков может составлять несколько тысяч. Причем там, где используется ФЭУ, требуется тщательная калибровка как амплитуд (каналы усиления), так и временных параметров. Калибровка усилительного тракта важна, поскольку энергия взаимодействующих частиц измеряется по сумме амплитуд сигналов. Точность калибровки должна составлять несколько процентов. Калибровка временных параметров важна для тех сцинтилляционных и черенковских счетчиков, которые используются для быстрых совпадений с помощью времяпролетной техники. Использование ВС позволяет создавать экономичные и эффективные системы калибровки многоканальных детекторов заряженных частиц. В работе [52] описана оптическая система калибровки, в которой в качестве источника световых сигналов длительностью 3 нс и интенсивностью 10^{15} фотонов используется лазер. Сигналы от источника к счетчикам передаются с помощью 160 волоконных световодов диаметром 200 мкм на расстояние 15 м. В системе калибровки калориметра, состоящего из 4320 счетчиков в качестве источника световых вспышек используется мощная ксеноновая лампа, которая имеет эмиссионный спектр, близкий к черенковскому излучению. Важно, что такая лампа имеет высокую стабильность и надежность работы в течение длительного времени (несколько лет). Свет от лампы через смеситель сигналов поступает по кабелю, состоящему из 80 световодов. Каждый световод с помощью оптических разветвителей обеспечивает мониторинг модуля калориметра, состоящего из 60 счетчиков, причем для передачи света к счетчикам используются более тонкие световоды диаметром 80 мкм. Расстояние между источниками света и счетчиками равно 20 м [53].

Оптоэлектронный процессор. Большим успехом в развитии электронных методов регистрации и обработки данных можно считать разработку оптоэлектронного процессора, который предназначен для распознавания треков частиц в многопроволочных пропорциональных камерах (МПК) [54]. Важным достоинством процессора является возможность распознавания событий в реальном времени. Причем тактовая частота работы процессора ограничена прежде всего быстродействием оптоэлектронных компонентов. Работа системы основана на принципе сложения некогерентного света от независимых источников. Электрические сигналы, поступающие от МПК, подаются на входную плоскость, состоящую из матрицы светодиодов, которая расположена в фокусе линзы и совместно с выходной линзой формирует изображение на фотодиодной матрице. Для фильтрации событий после входной линзы помещена голографическая пластина. Оптическим процессором управляет ЭВМ, что позволяет выполнять селективный отбор событий.

КРЕМНИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ И МОНИТОРЫ

Общие вопросы. Полупроводниковые детекторы в физике высоких энергий используются свыше 25 лет. Эта методика базируется на достижениях полупроводниковой технологии и поэтому непрерывно развивается и совершенствуется. Широкое применение в физике высоких и сверхвысоких энергий находят кремниевые детекторы, поскольку, в отличие от германиевых, они могут работать при комнатной температуре, а для изготовления микрополосковых детекторов используется хорошо разработанная технология производства больших интегральных микросхем. Следует отметить ряд ценных качеств кремниевых детекторов [55].

1) Высокая чувствительность. Для образования пары электронов в кремниевом детекторе необходимо затратить энергию 3,6 эВ, в газовых — 30 эВ и в сцинтилляторах — 300 эВ.

2) Хорошее энергетическое разрешение (десятки кэВ).

3) Высокая скорость регистрации — до 10^6 с.

4) Высокая точность — несколько микрометров.

5) Малая рассеиваемая мощность.

6) Нечувствительность к магнитному полю и возможность работы в вакууме, что позволяет помещать такие детекторы в камеру ускорителя и измерять отклонения частиц на весьма малые углы.

7) Возможность создания большого числа каналов регистрации на небольшой площади.

Кроме того, в отличие от проволочных камер, не требуется высокого напряжения, газовых систем, а электроды можно изготовить практиче-

ски любой формы с высокой точностью. Поэтому такие детекторы весьма перспективны.

В настоящее время существует несколько направлений в развитии и применении полупроводниковых детекторов [56,57]:

- Телескопы, состоящие из определенного числа параллельных детекторных плоскостей, используемых в качестве активных мишеней или для регистрации множественных событий.
- Кремниевые микрополосковые детекторы с разрешением до 3 мкм. В последние годы начали интенсивно развиваться двухкоординатные (матричные) детекторы.
- Дрейфовые кремниевые детекторы, в которых одна из координат получается путем измерения времени транспортировки зарядов в полностью обедненной зоне полупроводника.
- Кремниевые калориметры, в которых используются дешевые пластины с малым удельным сопротивлением $1-1,5 \text{ кОм} \cdot \text{см}$, большими размерами (площадь $20-30 \text{ см}^2$, толщина 300 мкм).
- Приборы с зарядовой связью (ПЗС), используемые в качестве интенсификаторов изображений, а также для детектирования частиц.

На рис.10 приведены схемы, иллюстрирующие три наиболее характерных типа кремниевых позиционно-чувствительных детекторов [57].

В микрополосковых детекторах заряды собираются и измеряются на отдельных полосковых электродах (стрипах). В ПЗС-структурах сигнальный заряд, возникающий в области микроконденсатора и оказавшийся в потенциальной яме, можно сдвигать последовательно с высокой частотой. В дрейфовой полупроводниковой камере поверхностный заряд в обедненной зоне не создает разности потенциалов в направлении оси (кривая 1). Напряжение,

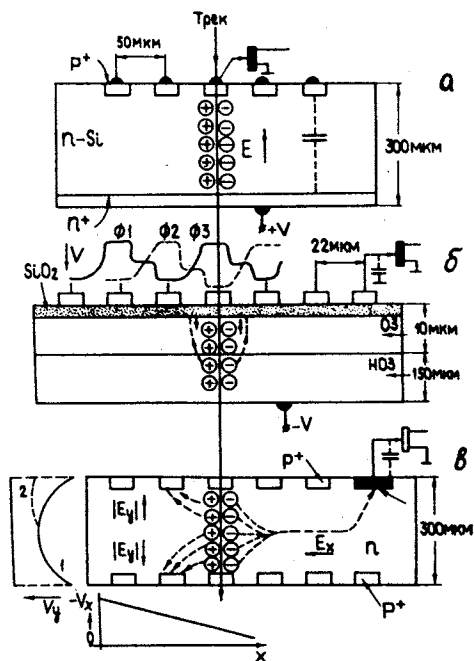


Рис.10. Схемы, иллюстрирующие три типа наиболее характерных кремниевых позиционно-чувствительных детекторов: а — микростриповый детектор, б — ПЗС-структура, в — дрейфовая камера

приложенное к нижнему и верхнему электродам, создает линейную вариацию потенциала в направлении оси x , и в результате распределение потенциала меняется (кривая 2). Электроны дрейфуют к середине пластины и собираются на положительно заряженном электроде.

Полупроводниковые телескопы. Впервые в экспериментах полупроводниковые телескопы стали применяться в конце 60-х годов [58]. Было получено пространственное разрешение не хуже 200 мкм. С целью идентификации когерентного процесса $\gamma + d \rightarrow n^0 + d$ был создан телескоп из 12 кремниевых полосок с размерами $10 \times 5 \times 0,5$ мм [59]. Телескоп, состоящий из пяти детекторов толщиной $200+1000$ мкм и с рабочей поверхностью 300 мм^2 , использовался в качестве активной мишени с параллельным чтением данных, последующей оцифровкой и записью на магнитофон [60].

В дальнейшем полупроводниковые телескопы эффективно использовались для измерения времени жизни короткоживущих частиц ($10^{-13} - 10^{-12}$ с) [61,62] и, в частности, для измерения времени жизни очарованного D -мезона. С этой целью были приняты меры по уменьшению выходной емкости детектора и существенно усложнена система регистрации данных. Для повышения чувствительности к короткоживущим частицам и улучшения эффективности их регистрации разработана оригинальная мишень, сочетающая в себе ценные качества германиевых и кремниевых детекторов [61]. На рис.11,а приведено схематическое изображение мишени и топологии события, регистрируемого с помощью такой мишени. Германиевый детектор состоит из 96 пластин размером $5 \times 5 \times 20$ мм, причем расстояние между пластинами равно 50 мкм. Остальные размеры телескопа приведены на рисунке. Мишень находится в вакуумном криостате (10^{-8} тор). Усилители расположены на внешней части криостата. Вследствие существенного различия времени сбора зарядов в германиевой и кремниевой мишенях, используются две модификации усилителей [61], выполненных по гибридной технологии. После оцифровки с помощью АЦП данные записываются в память ЭВМ.

Микрополосковые кремниевые детекторы и телескопы. Однокоординатные микрополосковые детекторы. Впервые в составе аппаратуры кремниевые микрополосковые детекторы были применены в пучке частиц высоких энергий в 1980 г. [63] и с тех пор они стали широко применяться, особенно в экспериментах с короткоживущими частицами. Вопросы, связанные с тонкостями физики кремниевых детекторов и технологии их изготовления, достаточно подробно обсуждены в [64] и в фундаментальном обзоре [65] и не входят в поставленную автором задачу. Ниже будут рассмотрены основные параметры, основные разновидности детекторов и применение их в экспериментах.

Дальнейшие исследования на пучках частиц с энергиями 10 и 175 ГэВ/с (ЦЕРН) показали, что кремниевые детекторы являются перспективными многоканальными детекторами и по сравнению с известными проволочными камерами имеют более высокое пространственное и временное разрешение в процессе регистрации многотрековых событий при эффективности 99,6%. Описываемый детектор имел следующие параметры: число стрипов на кристалле 100, толщина 400 мкм и ширина микрополоски 200 мкм [66]. Высокие требования, предъявляемые к точности регистрации прицельных параметров с помощью вершинных детекторов, стимулировали разработки микрополосковых детекторов с шириной стрипа 50—20 мкм и электроники считывания и регистрации. В работе [67] показано, что для успешного проведения экспериментов по

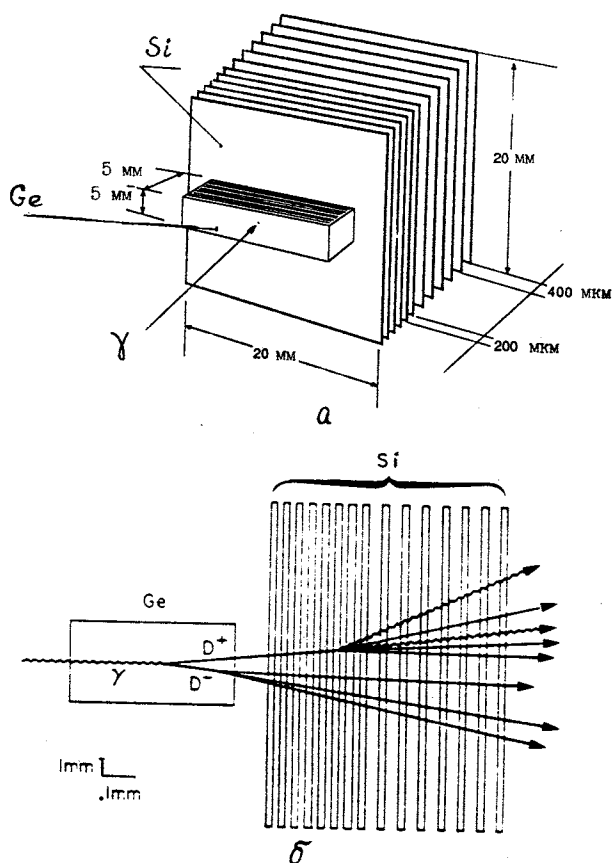


Рис.11. Комбинированная полупроводниковая мишень (а) и событие, зарегистрированное с помощью этой мишени (б)

изучению продуктов распада и времени жизни очарованных частиц при энергии 100—200 ГэВ на ускорителе ЦЕРН требуется создание телескопа с параметрами: пространственное разрешение менее 10 мкм; разрешение двух треков в области наибольшей плотности частиц 120 мкм; скорость счета 10^6 с^{-1} ; минимум материала, чтобы избежать многократного рассеяния, вторичных взаимодействий и конверсии фотонов. Ожидаемая множественность частиц — не менее 10.

Ниже приведены типичные параметры кремниевого микрополоскового детектора, применяемого в ЦЕРН в эксперименте с очарованными частицами. Он используется в телескопе, с помощью которого зарегистрировано 4,5 млн. событий при энергии 200 ГэВ.

Параметры кремниевого микрополоскового детектора

Материал, уд. сопр.	кремний, 2 кОм·см
Толщина, мкм	280
Напряжение смещения, В	120
Количество пар электрон-дырка для частиц с минимальными ионизационными потерями	$24 \cdot 10^3$
Количество диодов	1200
Шаг между полосками, мкм	20
Длина полоски, мм	30
Чувствительная поверхность, мм	24×36 мм
Число каналов считывания	100—500
Пространственное разрешение, мкм	4,4
Разрешение двух треков, мкм	60

Телескопы из микрополосковых кремниевых детекторов эффективно используются в качестве вершинных детекторов [68] (рис.12). Пучковый телескоп состоит из шести плоскостей В1+В6. Полоски в первых четырех плоскостях с шагом 50 мкм расположены горизонтально и объединены в пары. Полоски в двух других плоскостях с шагом 20 мкм наклонены к горизонтали под углами $\pm 14^\circ$. Телескоп используется для определения положения пучка π^- с энергией 200 ГэВ. Активная мишень М состоит из 10 детекторов толщиной 280 мкм, расположенных на расстоянии 500 мкм друг от друга. За мишенью имеется несколько детекторов с шагом 400 мкм, которые используются для выработки триггер-импульса. Вершинный телескоп состоит из шести детекторов, имеющих толщину 280 мкм и активную поверхность 24×30 мм. Сигналы, регистрируемые от вершинного телескопа, считываются экономичным методом деления за-

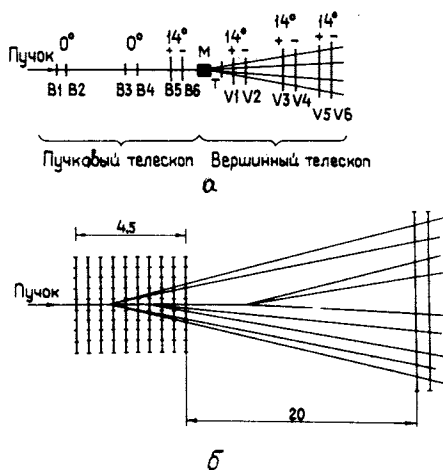


Рис. 12. Схема вершинного детектора (а) и активной мишени (б). $B1+B6$, $V1+V6$ — детекторные плоскости

ряда и используются для измерения прицельного параметра с рекордным разрешением 5 мкм. На рис. 12,б приведена схема активной мишени вершинного детектора, которая состоит из десяти микрополосковых детекторов с шагом 20 мкм и на расстоянии 500 мкм один от другого. На расстоянии 20 мм вдоль пучка имеется еще два детектора с шагом 400 мкм. Такая конструкция вершинного детектора позволяет восстанавливать координаты вершин первичных и вторичных взаимодействий.

Более совершенный вершинный детектор с германиевой мишенью, предназначенный для экспериментов по поиску прелестных частиц в лаборатории им.Э.Ферми (Батавия, США), описан в работе [69]. Германиевый детектор имеет размеры $5 \times 4 \times 20$ мм и содержит 40 полосок с шагом 100 мкм. Кремниевый телескоп состоит из 50 детекторов толщиной 200 мкм. Наряду с прелестными частицами с помощью такого детектора зарегистрировано свыше миллиона событий с очарованными частицами.

Усиление и регистрация сигналов. Малые габариты, большое число каналов регистрации, а главное — отсутствие внутреннего усиления сигналов в современных кремниевых детекторах приводит к необходимости тщательного подхода к созданию регистрирующей электроники. Прежде всего требуются высококачественные предусилители слабых сигналов (~ 150 пА), величина которых на порядок меньше, чем в МПК [70]. В типичной кремниевой пластине толщиной 300 мкм в среднем рождается $25 \cdot 10^3$ электронов от релятивистской частицы. В [70] рассматриваются вопросы построения предусилителей, выполненных по гибридной технологии и чувствительных к входному току. Время нарастания сигнала на входе предусилителя составляет 2—5 нс. Однако, как показано в [71], наиболее подходящим является усилитель напряжения, так как при этом отношение сигнал/шум увеличивается в $\sqrt{2}$ раз и разрешение по энергии равно 25 кэВ. Проблема усиления слабых сигналов на уровне шумов порядка 10^3 электронов не является единственной в процессе считывания данных от кремниевых детекторов. Необходимо также обеспечить созда-

ние экономичной схемы регистрации и оцифровки. Если число каналов регистрации относительно невелико, то используется параллельный метод регистрации. Анализ типичного канала регистрации дан в [72]. В этой схеме формирование сигнала осуществляется до линейных ворот, причем строб-импульс интегрируется в области наибольшей чувствительности используемого АЦП. Данная схема рекомендуется как наиболее оптимальная для спектрометров физики высоких энергий. Помимо амплитудного анализа данные с выходов АЦП используются для вычисления центра кластера или для восстановления вершин распада. При большом числе каналов регистрации применяются способы, основанные на методе деления заряда и мультиплексировании сигналов с последующим запоминанием сигналов на сдвиговом регистре. Метод деления заряда эффективно применялся при считывании данных от телескопа, который использовался в эксперименте NA1 в ЦЕРН [67]. Заряд, выделяемый на сработавшей полоске, разделяется между соседними полосками в определенных пропорциях. Впервые такой метод считывания применительно к микрополосковым детекторам был предложен в работе [73]. Данный метод был тщательно изучен как теоретически, так и экспериментально [74]. Для улучшения пространственного разрешения предложено ввести дополнительные конденсаторы между полосками. Применение К-МОП-технологии обеспечивает высокую частоту сдвига — до 5 МГц. Модуль, описанный в [75], имеет 128 каналов считывания и регистрации при рассеиваемой мощности 2 мВт. Дальнейшее развитие полупроводниковой технологии создало предпосылки для разработки микрополоскового детектора с шагом 10 мкм и со считыванием данных от каждого стрипа независимо. Предназначенный для эксперимента NA82 (ЦЕРН) [76] телескоп состоит из 22 детекторов с общим числом каналов 11000. Предусмотрена возможность регистрации данных как в аналоговой форме с последующей оцифровкой с помощью АЦП, так и в цифровой форме с помощью мультиплексора. Каналы усиления, формирования и дискриминации выполнены по гибридной технологии. Более перспективным прибором для регистрации сигналов от микрополосковых детекторов являются ПЗС-матрицы [77]. Поскольку размеры ПЗС-матриц сравнимы с микрополосковыми детекторами, то появилась возможность совместить их в одном корпусе микросхемы. Однако непосредственная стыковка возможна лишь путем использования нового типа ПЗС-структур *pn*-типа (вместо МОП-конденсаторов) [78]. В результате в одном корпусе получается эффективный микрополосковый детектор с высоким пространственным разрешением, обладающий преимуществами ПЗС-структур.

Двухкоординатные микрополосковые детекторы. Стремление упростить систему телескопов, используемую для однозначной идентифика-

ции зарегистрированных сигналов и уменьшить количество вещества детектора привело к необходимости разработки двухкоординатных детекторов. Одним из перспективных направлений следует считать разработку микрополоскового детектора с чтением сигналов с обеих сторон кремниевой пластины [79]. В однокоординатном детекторе диоды располагаются на одной стороне пластины, в то время как другая сторона равномерно покрыта проводником. Казалось бы, самое простое решение — это механически расположить диоды на обеих сторонах. Однако при этом резко уменьшается сопротивление между соседними n^+ -полосками. Для разрешения этой проблемы в пространстве между двумя полосками помещается полоска p^+ -типа. Такие детекторы могут быть эффективно использованы, в частности, в экспериментах, где недопустимо большое количество вещества в пучке частиц, например, при изучении $p\bar{p}$ -рассеяния на малые углы [80].

Детектор имеет следующие параметры: активная поверхность 32×40 мм, количество полосок—64 шириной 50 мкм, пространственное разрешение по координатам X и Y — 52 и 300 мкм соответственно. В ряде экспериментов на основе кремниевых детекторов создаются центральные детекторы относительно больших размеров, которые можно считать аналогами центральных детекторов с цилиндрическими дрейфовыми камерами. Общая площадь поверхности кремниевоего центрального детектора в эксперименте UA2 (ЦЕРН) составляет 1 м^2 . Отдельные модули монтируются на цилиндре длиной 110 см и диаметром 30 см. Каждый из 48 модулей, в свою очередь, состоит из девяти микрополосковых детекторов с площадью поверхности 40×61 мм и толщиной 0,3 мм. В свою очередь, счетчик модуля с целью повышения пространственного разрешения разделен на семь сегментов, так что в каждом модуле содержится 63 сегмента [81]. Были испытаны 25 модулей и получена высокая стабильность и эффективность 98% при отношении сигнал/шум, равном 14. Разрабатывается микровершинный детектор для эксперимента DELPHI [82]. Использование микрополосковых детекторов позволяет существенно повысить точность восстановления вершин распада частиц. Конструктивно микровершинный детектор состоит из двух концентрически расположенных вокруг ионопровода микрополосковых детекторов цилиндрической формы. Каждый цилиндр включает 24 модуля длиной 24 см. В свою очередь, отдельный модуль содержит четыре микрополосковых детектора, у которых полоски ориентированы параллельно оси z (вдоль пучка). Каждый детектор содержит 1280 каналов регистрации. Для усиления и регистрации сигналов используются большие интегральные микросхемы, содержащие 128 каналов при рассеиваемой мощности 65 мВт.

Физические аспекты и точность измерения прицельного параметра обсуждаются в работе [83]. В отличие от эксперимента DELPHI, в эксперименте ALEPH [84] для построения вершинного детектора используются микрополосковые кремниевые счетчики с двусторонним считыванием, которые образуют два концентрических слоя, что позволяет с высокой точностью порядка 10 мкм измерять три координаты: r , φ и z .

Двухкоординатные точечные детекторы. Разработка и использование микрополосковых детекторов позволили существенно повысить точность измерения координат электронными методами. Технологичность таких детекторов и применение специализированных интегральных микросхем привели к уменьшению стоимости канала регистрации. Однако микрополосковые детекторы имеют и ряд существенных недостатков. Во-первых, микрополосковый детектор, за исключением детекторов с двусторонним считыванием, является однокоординатным и, во-вторых, относительно большая длина полоски имеет значительную емкость и, как следствие этого, напряжение (q/C) на входе усилителя не превышает 0,1 В. Этих недостатков лишены ПЗС-матрицы, хотя и эти детекторы нельзя считать идеальными приборами для экспериментальной физики высоких энергий вследствие низкой скорости считывания данных. Перспективность применения ПЗС-матриц впервые рассмотрена в [85,86]. Показана возможность детектирования слабоионизирующего излучения с помощью ПЗС-матриц, обладающих хорошей радиационной стойкостью, что позволяет использовать их в экспериментах по физике высоких энергий. Были измерены следующие параметры детектора: двумерное пространственное разрешение 3 мкм, разрешение двух треков 60 мкм, временное разрешение 500 нс, время считывания 4 мс, радиационная стойкость $3 \cdot 10^5$ рад, что эквивалентно работе детектора в течение года в пучке адронов, содержащем 10^6 частиц/цикл.

В сочетании с активной мишенью из сцинтилляционных СВС и усилителями света ПЗС-матрицы использовались в эксперименте [87] с очарованными частицами. Работа детектора проверялась на пучке частиц с энергией 15 ГэВ, и были получены изображения треков с разрешением 100 мкм.

В обзоре [88] подробно изложены физические свойства приборов с переносом заряда и их характеристики. Описаны применения ПЗС-матриц в системах считывания изображений, запоминающих устройствах и др.

Измерения, проведенные в [85], показали, что двухкоординатные ПЗС-структуры могут быть успешно использованы в качестве детекторов частиц для измерения прицельного параметра с эффективностью 98% с высокой точностью ~ 5 мкм в двух ортогональных направлениях и с раз-

решением двух треков 60 мкм. Ниже приведены типичные параметры ПЗС-матрицы [89].

Параметры ПЗС-матрицы

Активная толщина, мкм	25
Размеры ячейки, мкм	22x22
Уровень шумов при 120 К	20 электронов
Время чтения, мс	50—100
Типичная величина полезного сигнала	1200 электронов
Пространственное разрешение по X и Y, мкм	5
Разрешение двух треков, мкм	60
Эффективность, %	98
Число ячеек	385x580 (8,8x12,8 мм)

Использование ПЗС-матриц непосредственно в эксперименте описано в [89]. В [90] дан обзор по применению ПЗС-структур в качестве вершинных детекторов. В эксперименте NA32 две ПЗС-матрицы расположены на расстоянии 10 и 20 мм от тонкой медной мишени, где наиболее вероятен распад очарованных частиц. Далее следует система микрополосковых детекторов, повернутых друг относительно друга на определенные углы. Измеренное время жизни частиц равно 0,1 пс. В экспериментах на встречных пучках требуется перекрытие большого угла разлета частиц. Поскольку ПЗС-матрица имеет активную поверхность порядка 1 см^2 , то для таких экспериментов создаются детекторы цилиндрической формы, поверхность которых покрывается большим количеством аналогичных матриц [90] (рис.13).

Поскольку данные от ПЗС-матриц считываются методом сдвига, то возникает проблема выделения полезных событий. Для прямых треков задача решается следующим образом [91] (рис.14). Матрицы располагаются строго в ряд, друг за другом, и сдвиг данных в соседних плоскостях выполняется в противоположных направлениях. Далее отмечается время прихода триггерного сигнала.

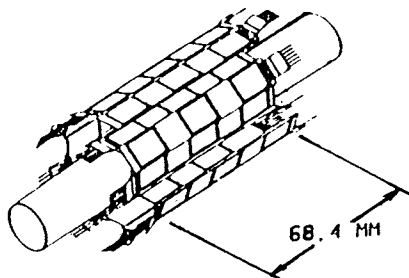
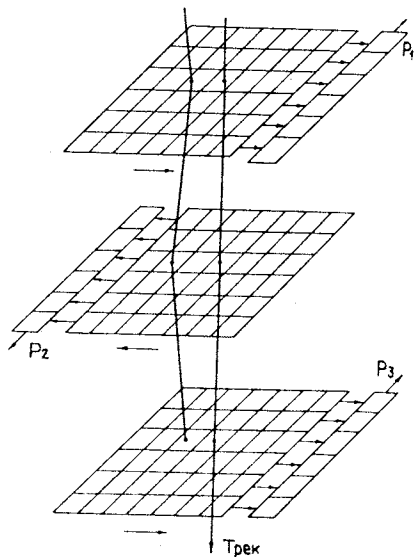


Рис.13. Схематическое изображение вершинного детектора на базе ПЗС-матриц

Точки, лежащие на прямых треках, определяются по совпадению соответствующих сигналов. Следует отметить, что ПЗС-матрицы являются приборами общего применения, и поэтому при их создании не учитывается специфика эксперимента и прежде всего — необходимость быс-

Рис.14. Способ идентификации треков в телескопе на основе ПЗС-матриц. P_1 — P_3 — сдвиговые регистры



трого доступа к ячейкам, наличие стробируемых элементов памяти, схем для выработки запускающего импульса, возможность сопряжения с АЦП и др.

Другим направлением в развитии полупроводниковых детекторов является создание двухкоординатных мозаичных (пиксель) детекторов, специально разрабатываемых для физики высоких энергий. Естественно, что, используя современную технологию, нетрудно сформировать на одном кристалле 10^6 диодов, расположенных в виде матрицы. Проблема заключается в создании адекватной по размерам и обладающей высоким быстродействием регистрирующей электроники при малой рассеиваемой мощности. Поэтому первые разработки пиксель-детекторов нового поколения были выполнены по гибридной технологии [92]. Испытаны два типа интегральных детекторов: 10×64 и 256×256 диодов с площадью ячеек 120 и 30 мкм^2 соответственно, с произвольным доступом для детектора первого типа и с адресацией с помощью сдвиговых регистров для второго типа микросхемы. Матрица диодов формируется на высокоомных пластинах кремния ($\sim 5 \text{ кОм} \cdot \text{см}$). На другом кристалле с сопротивлением 1 Ом·см сформированы адресные дешифраторы. Аналоговая память и стробируемые усилители находятся в отдельной микросхеме. Время доступа к ячейке равно 1 мкс.

Существенным достижением в разработке специализированных больших интегральных схем детекторов можно считать изготовление на одном кристалле кремния не только двухкоординатного детектора, но и электронной системы усиления, стробирования, мультиплексирования, адресации и селективного опроса сработавших ячеек с помощью приоритетного шифратора [93]. Транзисторы, соединенные с диодами, изолированы от остальной части канала регистрации, поэтому они одновременно выполняют функции аналоговых запоминающих элементов. Интересная разработка двухкоординатного детектора описана в [94]. Прототип пиксель-детектора, помимо матрицы из 32×32 диодов с произвольным досту-

пом, содержит также АЦП с параллельным преобразованием, что позволяет быстро выполнять амплитудный анализ.

Полупроводниковые кремниевые калориметры. В качестве ливневого счетчика кремниевый счетчик, испытанный в космических лучах, был впервые описан в работе [95]. Идея применения кремниевых детекторов в качестве активного материала в калориметрах, пожалуй, принадлежит итальянским ученым [96]. Следует отметить ряд ценных качеств кремниевых калориметров, по сравнению с другими аналогичными детекторами:

- компактные размеры;
- высокое энергетическое разрешение;
- низкое напряжение питания;
- возможность создания ячеистой структуры практически любой формы;
- возможность размещения внутри ионопровода;
- отсутствие охлаждения;
- стабильность характеристик и хорошая линейность в широком диапазоне энергий;
- нечувствительность к магнитному полю;
- высокое быстродействие: время сбора электронов составляет несколько наносекунд.

В [97] описан электромагнитный калориметр, у которого счетчик имеет активную поверхность 5×5 см. Обычно для построения кремниевых калориметров выбирается низкоомный и поэтому более дешевый кремний ($1000 - 1500 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) толщиной 300 мкм. Напряжение смещения составляет 50—60 В. Поскольку выходная емкость кремниевого счетчика относительно велика (порядка 2500 пФ), то требования к предусилителю не критичны. Модуль кремниевого калориметра представляет собой сэндвич, прослоенный пластинами из вольфрама [98], свинца [99] или урана [100]. В ЦЕРН разработан прототип адронного калориметра, который состоит из 60 кремниевых пластин, прослоенных пластинами из урана толщиной 10 мм. В свою очередь, каждая активная пластина имеет мозаичную структуру. Калориметр содержит 18 детекторов, имеющих большую активную площадь: 1000 см^2 . На пучке электронов с энергией 2—6 ГэВ успешно испытана электромагнитная секция адронного калориметра [101] с активной поверхностью $0,25 \text{ м}^2$. Для калориметра, имеющего глубину $15,6 X_0$ (в ед. рад. длины) и толщину активной зоны в отдельных пластинах 200 мкм, энергетическое разрешение составляет $19,8/(\tau/E)^{1/2}$, где E — энергия электронов и τ — число радиационных длин пассивного материала.

Кремниевые дрейфовые камеры. Схема кремниевой дрейфовой камеры, кратко описанная выше, впервые была исследована в [102]. Работа камеры основана на открытом авторами [102] новом механизме пере-

носа зарядов в области, где электрическое поле, отвечающее за перенос зарядов, не зависит от поля, создающего обедненную зону. Исследованы также и другие области применения данного открытия: создание сверхмалых емкостей для построения детекторов с большой площадью; разработка нового типа ПЗС-структур и фотодиодных матриц. Дальнейшие исследования показали [103], что кремниевая дрейфовая камера обеспечивает: пространственное разрешение 4 мкм в лабораторных условиях и 11 мкм на пучке; разрешение неопределенности двух координат 20 мкм; возможность регистрации не только координат, но и энергии взаимодействующих частиц; миниатюрные размеры и возможность создавать детекторы с различной конфигурацией. Другие данные по использованию кремниевых дрейфовых камер в экспериментах автору неизвестны. Последние исследования направлены на дальнейшее изучение свойств и широких потенциальных возможностей дрейфовых кремниевых камер [104], а также возможности их применения в прикладных областях [105]. Более подробно современное состояние методики и вопросы применения координатных полупроводниковых детекторов описаны в обзоре [106].

РАЗВИТИЕ МЕТОДИКИ ГАЗОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Многопроволочные пропорциональные камеры. Газовые детекторы составили целую эпоху в развитии электронных методов в физике высоких энергий и это направление продолжает интенсивно развиваться не только в области физики высоких энергий, но и в прикладных исследованиях [107]. В этом обзоре изложены принципы действия «классических» координатных газовых детекторов — многопроволочных пропорциональных камер (МПК). МПК были созданы в конце 60-х годов [108] и до сих пор играют важную роль в физике высоких энергий и в прикладных исследованиях.

Важным этапом в развитии методики МПК следует считать разработку метода катодного считывания. Об этом методе стоит рассказать несколько подробнее, поскольку он получил широкое применение в современных газовых детекторах. В [109,110] показано, что на всех электродах МПК, за исключением анодных, наводится положительный сигнал. Причем катодная плоскость может состоять из проволочек или полосковых линий (стрипов). Эти электроды используются для измерения распределения наведенного заряда, центр которого совпадает с центром лавины. Важно, что амплитуда и развитие во времени наведенных на катодных полосках импульсов зависят от положения лавины по отношению к электродам. Это явление используется для измерения пространственного

положения центра кластера и, соответственно, второй координаты зарегистрированной частицы с высокой точностью до — 60 мкм. Причем координаты центра кластера определяются аналоговым, цифровым и аналого-цифровым способами. В качестве датчиков сигналов широко применяются линии задержки. В [111] исследованы вопросы влияния газовых смесей на развитие лавины и на точность регистрации. Если использовать магическую смесь газов, то можно получить пространственное разрешение 100 мкм для линии задержки, в которой скорость распространения сигналов составляет 11 нс/см. Приведены схемы, иллюстрирующие три наиболее распространенных способа регистрации центра кластера [112], который вычисляется из выражения: $X_1 = Q_2/Q_1 + Q_2$, где Q_1 и Q_2 — заряды, регистрируемые на концах линий задержки. Этот способ имеет недостаток: с увеличением линейных размеров камеры (свыше 0,5 м) уменьшается точность регистрации. С целью устранения этого недостатка Шарпак и др. [109] предложили к каждой полоске подключить канал, состоящий из последовательно включенных линии задержки, линейной схемы пропускания и АЦП. В этом случае координата центра кластера определяется из выражения $X = \sum X_k Q_k / \sum Q_k$. Однако для реализации такого метода требуется большое количество дорогостоящих 10—12-разрядных АЦП.

В реальных системах используется считывание как от анодных, так и от катодных электродов, причем с помощью данных, считываемых от анодных проволочек, определяется центр кластера с точностью, равной половине расстояния между проволочками; при регистрации сигналов с катодных стрипов вычисляется центр «тяжести» лавины с точностью несколько десятков микрометров. Экономичная система считывания и регистрации описана в [113].

Рассмотрим пример применения МПК с катодным считыванием. Для эксперимента НАЗ в ЦЕРН была изготовлена «мозаичная» МПК. Применение таких камер вместе с процессором позволило за 110 нс измерить поперечный импульс димьюнной пары [114]. Следует отметить, что использование МПК в экспериментах способствовало развитию специализированных интегральных микросхем. Эти вопросы достаточно подробно описаны в монографии [115], а свойства МПК рассмотрены в обзоре создателей этого типа детектора [116]. Обладая рядом несомненных достоинств, таких как высокая скорость счета, высокое пространственное разрешение и возможность регистрации многотрековых событий путем создания телескопов из отдельных двухкоординатных детекторов, в то же время детектор имеет [116] такой недостаток, как существенное усложнение конструкции спектрометра при регистрации событий с большой множественностью.

Развитие методики дрейфовых камер. Если рассматривать перспективы развития, многообразие и потенциальные возможности различных типов газовых трековых детекторов, то дрейфовые камеры являются наиболее популярными в экспериментах по физике высоких энергий. По сравнению с МПК дрейфовые камеры отличаются широким набором параметров: геометрия, размеры, ширина дрейфового промежутка, точность регистрации координат, методические возможности и др. Все эти и другие характеристики дрейфовых камер создали предпосылки для разработки объемных газовых детекторов, с помощью которых эффективно восстанавливается трековая информация с высоким разрешением двух треков (сотни и менее мкм). Принципиальным отличием дрейфовой камеры от МПК является возможность более точной регистрации координаты взаимодействия частицы путем измерения времени дрейфа электронов, образованных заряженными частицами, в однородном электрическом поле по направлению к сигнальным проволочкам. Интервал времени между моментом прохождения частицы и временем регистрации импульса на сигнальной проволочке определяет координату взаимодействия частицы. Положение проволоки задает вторую координату, а третья координата получается методом деления заряда, снимаемого с обоих концов данного электрода (проволочки) [117]. Возможность построения такого детектора была показана еще в работе [118]. Методика дрейфовых камер имеет более чем двадцатилетнюю историю и поэтому в нашу задачу не входит изложение принципа работы и конструкции «классических» камер с дрейфовым промежутком 1—3 см. Этому вопросу посвящена одна из ранних работ [119], где рассмотрена конструкция, приведена типичная схема канала регистрации, даны оценка точности и решение проблемы неопределенностей типа «слева — справа» и др. В отечественной литературе эти вопросы подробно освещены в монографии [120]. В [121] описана система дрейфовых камер, с помощью которых получена высокая точность регистрации координат ~ 60 мкм, разработанная в ОИЯИ.

Развитие методики дрейфовых камер способствовало поиску новых методов регистрации временных интервалов, повышению их точности и разработке многостоповых времяцифровых преобразователей. Точность регистрации временной координаты во многом зависит от тактовой частоты генератора, используемого в схеме временного кодировщика. Типичная частота генератора импульсов составляет 100 МГц, и при скорости дрейфа 40 мкм/нс получается разрешение порядка 0,08 мм. Значения переднего и заднего фронтов считываемого сигнала составляют 30 и 700 нс соответственно. Типичную схему для одного канала регистрации по функциональным признакам можно разделить на две части. В первую часть (так же, как и в канале считывания МПК) входят усилитель, диск-

риминатор, одновибратор и триггер. Вторая часть схемы является типичной для электроники дрейфовых камер. Она состоит из расширителя импульсов и схемы преобразования длительности сигнала в цифровой код. Применение расширителя позволяет уменьшить тактовую частоту генератора до 20 МГц и измерить время дрейфа с точностью до 3 нс. При входном токе 1 мкА на выходе усилителя получается импульс с амплитудой 200 мВ.

Для увеличения быстродействия и повышения разрешающей способности временных кодировщиков необходимо повысить тактовую частоту генератора за счет применения быстрых микросхем и использования многофазного управления. В [122] для достижения эффективной частоты генератора 330 МГц применено 4-фазное управление. Однако для получения необходимой задержки при такой частоте сдвиговые регистры должны иметь по 256 ячеек в каждом канале регистрации. Проблема потребляемой мощности решена путем разработки специальной технологии микросхем. Деление фаз управления получают с помощью двоичного счетчика. Обычно применяется 2-, 4- и 8-фазное управление. Однако такое деление имеет существенный недостаток, который можно видеть на примере 4-фазного управления. В этом случае получается четыре временных канала. Использование нечетного числа фаз, например, трех, создает шесть сдвинутых во времени управляющих сигналов [123]. Другими словами, применение нечетного числа фаз управления приводит к улучшению временного разрешения в два раза по сравнению с четным числом фаз. Этот факт объясняется тем, что нечетные фазы получаются независимо друг от друга и их изменение происходит в соответствии с кодом Грэя. В [124] описан времяамплитудный конвертор, в котором используется 7-фазное управление в коде Грэя. Прибор имеет следующие параметры: основная частота генератора 125 МГц, временное разрешение 1 нс, мертвое время 80 нс, диапазон измерений — 166326640 и 128 мкс и динамический диапазон 10^4 . Однако такие кодировщики стоят очень дорого и поэтому в многоканальных системах регистрации для оцифровки временных интервалов применяются модули оперативной памяти, которые, по существу, можно рассматривать как многоразрядные сдвиговые регистры с числом разрядов, равным числу ячеек в матрице памяти. Базовая схема многостопового временного кодировщика [125,126] состоит из модуля памяти емкостью 128x1 бит, двоичного счетчика, выходы которого подключены к адресным входам памяти и к выходным шинам. Устройство имеет два режима работы: фиксация сигнала-события и чтение результата оцифровки. Вначале все адреса модуля памяти сканируются с помощью счетчика, начиная с нулевого адреса. Далее, если в какой-нибудь момент времени появляется сигнал, то в данную ячейку записывается единица. В процессе чтения счетчик повторяет счет от нулевого

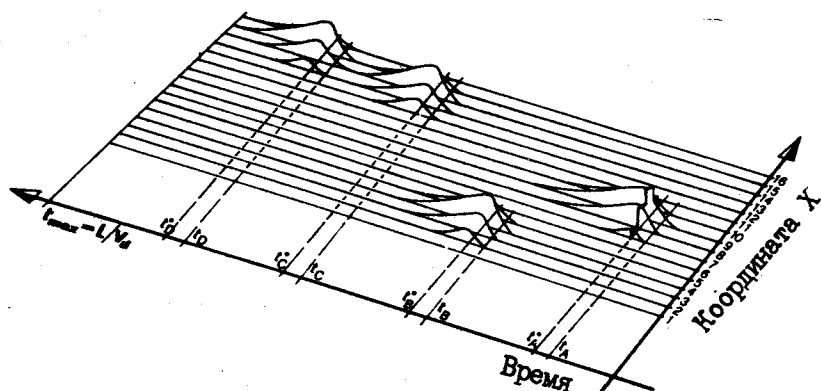


Рис.15. Пример регистрации многотрековых событий с помощью дрейфовой камеры с большим промежутком. t_{\max} — максимальное время дрейфа, L — длина дрейфового промежутка, V_d — скорость дрейфа

состояния. В момент появления единицы на выходе модуля памяти содержимое счетчика записывается в буферную память. Временное разрешение в такой схеме зависит от быстродействия модуля памяти (порядка 10 нс). Основным недостатком — чтение можно выполнять лишь после записи, что существенно сказывается на мертвом времени. Это время можно значительно уменьшить, если использовать четыре одинаковых модуля памяти, включенных специальным образом [127]. Впервые в эксперименте многостоповые временные кодировщики использовались в ЦЕРН [133]. Известно также несколько конкретных разработок, описанных в отечественной литературе. Разработаны многоканальные программно-управляемые блоки временных отметок, использующие принцип сканирования модулей памяти для преобразования время — цифра [128]. В многостоповом преобразователе время — код применяется интерполятор на основе параллельного АЦП, что позволяет довести цену канала интерполятора до 90 пс [129].

Существенным этапом в развитии методики дрейфовых камер явилось создание камеры с большим объемом [130], с помощью которой регистрируются электронные «образы» большого числа треков с достаточной точностью при длине дрейфового промежутка до 1 м. Этот факт иллюстрирует рис.15. Для оцифровки аналоговых сигналов использовались параллельные АЦП [131]. Как выяснилось в дальнейшем, такие АЦП с разрядностью от 4 до 7 бит и с высокой частотой оцифровки (до 100 МГц) имеют широкие потенциальные возможности [132—134]. Так, 6-разрядный АЦП состоит из 63 стробируемых компараторов, резистив-

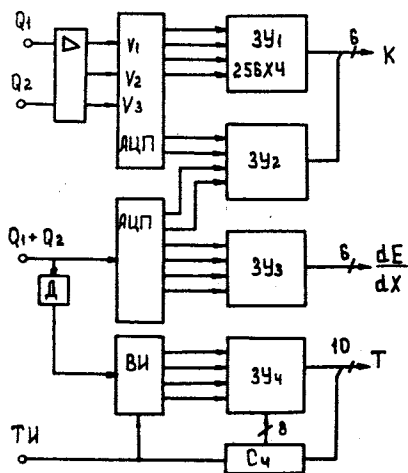


Рис.16. Схема регистрации трех координат. $ТИ$ — тактовые импульсы, $ЗУ$ — запоминающее устройство, $ВИ$ — временной интерполятор, $Д$ — дискриминатор, V_1, V_3 — опорные напряжения, V_2 — входной сигнал

ной цепочки, шифратора $63 \rightarrow 6$ и выходного регистра. Параллельные АЦП применяются в проволочных камерах не только для оцифровки, но и для измерения одной из координат взаимодействия частиц методом деления заряда. На рис.16 приведена схема для одновременной регистрации трех координат с помощью сигнала, считываемого с обоих концов сигнальной проволочки. Один из АЦП имеет дополнительное смещение, что позволяет измерять такой важный параметр, как — ионизационные потери. Второй АЦП используется для измерения координаты методом деления заряда. Третья координата — время дрейфа — измеряется методом, описанным выше. Широкое применение в физических экспериментах получили цилиндрические дрейфовые камеры. «Классическая» дрейфовая камера имеет

следующие характерные особенности: камера состоит из 15—20 слоев (точек на трек). Отдельная дрейфовая ячейка имеет простую структуру и содержит сигнальную проволочку и триплет из потенциальных электродов. Подобная конфигурация повторяется по окружности. Цилиндрическая дрейфовая камера послужила прототипом для создания нового поколения трехкоординатных (объемных) газовых детекторов.

Трехкоординатные газовые детекторы. «Образные» (pictorial, jet) дрейфовые камеры. С ростом энергии частиц увеличивается множественность регистрируемых событий и существенно возрастает плотность треков, особенно вблизи точки взаимодействия. В свою очередь, это приводит к усложнению триггерных систем и увеличению времени реконструкции треков частиц. Дальнейший прогресс в экспериментальной физике высоких энергий будет зависеть прежде всего от эффективности систем регистрации и обработки трековой информации в реальном времени. Поэтому серьезное внимание уделяется разработке новых типов газовых трековых детекторов, способных работать при большой светимости: $10^{31}—10^{32}$, значительных нагрузках (частота регистрируемых событий 1 МГц) при числе треков 200 и более. Можно выделить несколько направлений в развитии и создании газовых детекторов нового поколения. Од-

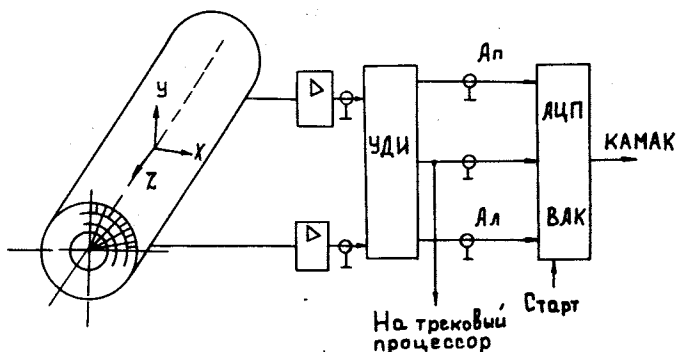


Рис.17. Схема 3-координатного детектора с электроникой. УДИ — схема усиления, дискриминации и интегрирования сигнала

ними из перспективных объемных газовых детекторов являются так называемые «образные» (pictorial) дрейфовые камеры, в которых каждый трек регистрируется в 40—200 точках. На рис.17 схематично изображен детектор вместе с регистрирующей электроникой [135,136]. Детектор имеет цилиндрическую форму. Объем цилиндра заполнен 96 дрейфовыми ячейками, каждая из которых состоит из 16 анодных и 19 потенциальных проволочек, причем длина анодных проволочек равна 2,4 м. Высокая дискретность как в азимутальном (24 дрейфовые ячейки), так и в радиальном (48 ячеек) направлении позволяет с лучшим разрешением и с гораздо большей множественностью восстанавливать треки событий. Кроме того, появилась возможность идентифицировать частицы, измеряя значение в нескольких точках. Определенный интерес представляет регистрирующая электроника, используемая в «образных» дрейфовых камерах. По функциональному назначению электронику можно разделить на три вида: предусилители, которые монтируются непосредственно на детекторе, блок усилителей-дискриминаторов и интеграторов (УДИ), находящийся в экспериментальном домике, и модули ВАР и АЦП, расположенные около ЭВМ. Основное требование к УДИ, которое нелегко выполнить, — это получение хорошего разрешения для двух соседних импульсов. Эта проблема решается путем стробирования интегратора сигналом, поступающим от дискриминатора, таким образом, что интегрирование аналогового сигнала происходит только в течение времени τ , равного длительности строб-импульса. После этого интегратор отключается, и через 20 нс схема готова к обработке следующего сигнала. Схема УДИ подключается к обоим концам анодной проволочки для определе-

ния z -координаты. С целью экономии сигналы с АЦП предварительно запоминаются в аналоговой памяти. Многоканальный ВАК построен на базе модуля оперативной памяти. Таким образом, для каждой анодной проволоочки регистрируется следующая информация: номер проволоочки, время дрейфа электронов и третья координата, которая вычисляется методом деления заряда. Множество измеренных таким способом координат дает картину взаимодействия. Струйная камера [137] входит в состав известной установки UA1 [133], но вместо обычных кодировщиков используются параллельные АЦП, которые в настоящее время находят широкое применение в экспериментах. Например, в Брукхейвене [138] используются параллельные 8-разрядные АЦП с частотой оцифровки 500 МГц, что позволяет с высокой точностью измерять форму сигнала. Более подробно с характеристиками некоторых «jet»-камер в таких установках, как ALEPH [139], OPAL [140,141] и ZEUS [142,143], можно ознакомиться в [139—143], где описываются также аппаратные методы реконструкции трековой информации, регистрируемой в объемных камерах.

Стремление получить максимально возможное разрешение «jet»-камер (до 35 мкм) привело к разработке так называемых камер с временной растяжкой [144—145]. Характерные особенности таких детекторов: наличие области с небольшой напряженностью поля (скорость дрейфа 5 мкм/нс), использование газа с возможно низкой диффузией (холодный газ), применение высокопрецизионного метода определения координат центра тяжести электронного облака на базе параллельных АЦП.

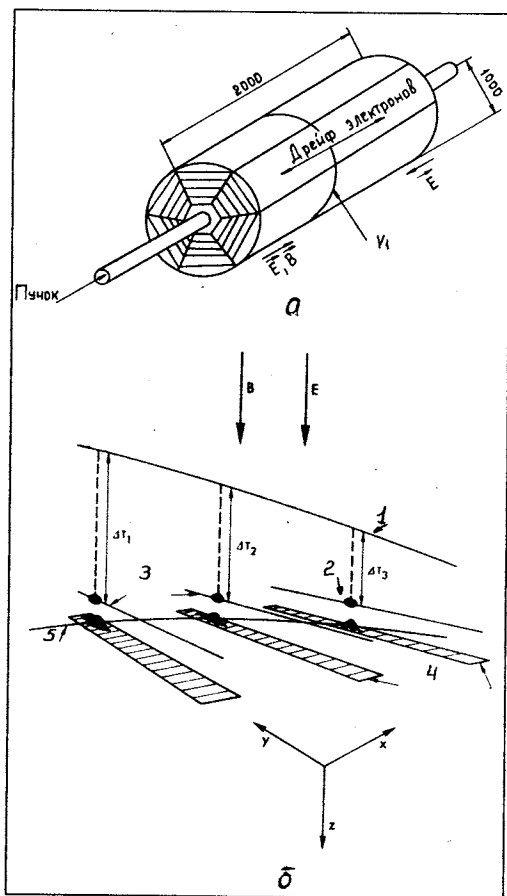
Времяпроекционные камеры (ВПК) [134,146,147]. По существу, ВПК представляют собой усовершенствованный вариант ионизационной камеры (рис.18,а). Камера окружена сверхпроводящим соленоидом, который обеспечивает магнитное поле порядка 20 кГс. Следует отметить, что чувствительный объем камеры не содержит электродов. Работа ВПК основана на принципе электронного проецирования треков частиц на чувствительные электроды МПК, расположенные на торцах камеры (рис.18,б). Детектор представляет собой собирающую (sampling) ионизационную камеру большого объема, которая в сочетании с оригинальной электроникой обеспечивает измерение большого числа координат много-трековых событий. Он содержит 1620 каналов регистрации. Кроме того, может измеряться также распределение ионизации частиц по треку и длина пробега в случае остановки частиц внутри дрейфового промежутка. Как видно из рис.18,а, электроны дрейфуют в направлении, параллельном магнитному и электрическому полю, которое образуется с помощью электрода, выполненного в виде кольца, находящегося под напряжением -150 кВ, а также с помощью охранных колец. Проволочки и сегментированные катодные электроды обеспечивают измерение координат событий. Для регистрации и временного хранения аналоговых сигнала-

Рис.18. Схематическое изображение времяпроекционной камеры (а) и б — принцип регистрации треков: 1 — трек частицы, 2 — облако электронов, 3 — анодная проволочка, 4 — сегментированные катодные полосы, 5 — спроецированный трек

лов применяются ПЗС-матрицы. С целью существенного увеличения (до 3%) точности измерения ионизационных потерь регистрируется до сотни выборок вдоль трека частиц. Анализ литературы показывает, что ВПК имеют широкие перспективы применения в экспериментах на пучках с высокой светимостью и множественностью порядка 100—200 [146]. ВПК используются также в установке TOPAZ (TRISTAN) [147,148] и в эксперименте DELPHI [149]. Причем для нахождения кандидатов в полезные треки используется нейроноподобный трековый процессор с быстродействием 10 мкс.

Векторные дрейфовые камеры. В обзоре [150] рассматриваются работы по дальнейшему развитию и совершенствованию трехкоординатных газовых детекторов. Прежде всего это касается повышения разрешающей способности, особенно в области взаимодействия частиц, где образуются струи, и определения направления треков частиц на уровне фоновых событий. Эта проблема в настоящее время решается, в первую очередь, путем создания нового типа объемных газовых детекторов — так называемых векторных или мультиячейчных дрейфовых камер.

Эти камеры характеризуются тем, что почти весь объем камеры за исключением центральной части, где проходит ионопровод, заполнен дрейфовыми ячейками, что приводит к необходимости использования большого числа каналов регистрации (до 5000 и более). В результате по-



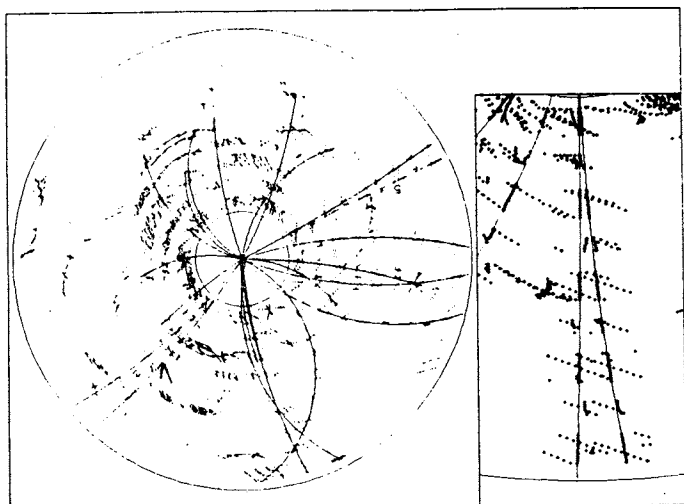


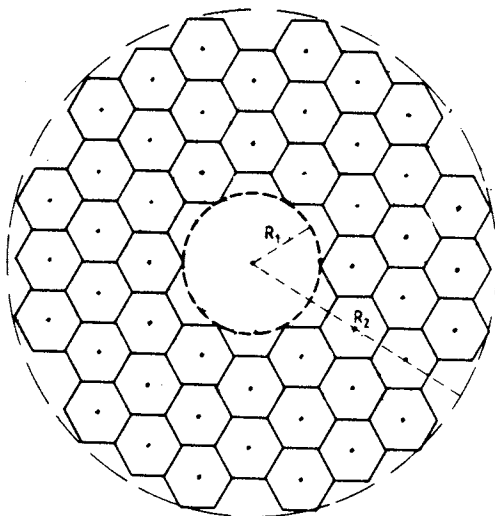
Рис.19. Снимок сложного события, зарегистрированного с помощью векторной дрейфовой камеры

является возможность регистрировать с высокой эффективностью не только координаты событий и ионизационные потери, но и направление каждого трека.

На рис.19 показано сложное событие, зарегистрированное с помощью векторной дрейфовой камеры [150]. Слева на рисунке изображена часть события более детально. В различных физических центрах работают пять таких детекторов. Подробное описание векторной камеры, используемой в спектрометре MARK III, приведено в [150,151], а в [152] рассмотрены эффективные программные и аппаратные средства, применяемые для обработки трековой информации, регистрируемой в этой камере. Типичные размеры векторных дрейфовых камер: внутренний радиус 192—200 мм, внешний 1500 мм, длина 2000 мм.

Мультидрейфовые трубки. Как отмечает один из авторов (F.Sauli) этой разработки в обзоре [153], посвященном проблеме использования газовых детекторов на пучках с высокой светимостью, использование мультидрейфовых трубок позволяет обойти принципиальные ограничения, присущие МПК, по таким параметрам, как точность регистрации и быстродействие, что дает возможность включить такой детектор в систему для выработки триггера. Отдельная дрейфовая ячейка диаметром 1 мм состоит из анодной и окружающих ее шести катодных проволочек, образующих шестиугольник. Модуль детектора диаметром 30 мм состоит из

Рис.20. Схема поперечного сечения мультидрейфового детектора



нескольких десятков аналогичных трубок. В [154] описан детектор, состоящий из 70 трубок (рис.20). Каждый из таких модулей имеет индивидуальный источник напряжения и газовое обеспечение. Время дрейфа электронов составляет 20—30 нс.

«Соломенные» трубки.

Другим перспективным направлением в создании быстрых и прецизионных дрейфовых камер являются детекторы на основе тонких майларовых трубок диаметром 3+5 мм и толщиной 25+300 мкм. В центре трубки длиной 45+100 мм располагается единственная анодная проволочка, а в качестве земляной шины служит алюминизированная стенка трубки. В обзоре [155] приводятся характеристики семи детекторов, используемых в различных установках, в частности, в ИЯФ СО РАН (Новосибирск) [156]. Отмечаются следующие достоинства таких детекторов: небольшая стоимость; в отличие от классических МПК трубки изолированы друг от друга, и поэтому повреждение трубки не влияет на работу всего детектора; меньше сказываются перекрестные помехи; малое время дрейфа (30—40 нс); высокая точность регистрации координат (несколько десятков мкм).

МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В соответствии с установившейся практикой можно выделить несколько направлений в развитии ядерной электроники.

- 1) Регистрирующая электроника: усилители, формирователи, дискриминаторы, смесители и др.
- 2) Преобразователи сигналов: АЦП, ЗЦП и временные кодировщики.
- 3) Логические блоки для быстрого отбора событий: схемы совпадений, антисовпадений и мажоритарные схемы совпадений.

4) Устройства предварительного преобразования цифровых данных — шифраторы, суммирующие устройства и др.

5) Специализированные процессоры.

Дальнейшее развитие этих направлений связано с широким использованием достижений полупроводниковой технологии, и, как следствие этого, все большее количество различных типов приборов ядерной электроники изготавливаются в виде специализированных микросхем.

Специализированные микросхемы. В современных и будущих экспериментах по физике высоких энергий число каналов регистрации может составлять 10^5 и более. Большое количество каналов регистрации появляется вследствие сложности топологий исследуемых событий с большой множественностью, требуемого высокого быстродействия и точности измерений. Данные, регистрируемые в многоканальных детекторах заряженных частиц, обрабатываются как в аналоговой, так и в цифровой форме. Поэтому имеется тенденция к созданию широкого набора цифровых и линейных схем в интегральном исполнении. В физическом центре КЕК (Япония) [157—159] разработки ведутся в трех направлениях: линейные усилители, аналоговые средства запоминания и обработки данных и цифровые схемы. Специфическими требованиями к ядерной электронике являются: малая потребляемая мощность, высокая интеграция, малые задержки сигналов и радиационная стойкость. Линейный усилитель с дискриминатором выполнен по К-МОП-технологии и имеет следующие параметры: входное сопротивление 70 Ом, полоса пропускания 100 МГц, рассеиваемая мощность 3,3 мВт, шум 2,0 пА, радиационная стойкость 10^6 рад/год. В дальнейшем предполагается подключить к выходу усилителя параллельный АЦП.

Для временных многостоповых измерений на основе быстродействующего модуля памяти разработан модуль временного кодировщика с разрешением 0,8 нс [158]. На одной подложке находятся временной кодировщик, а также буферное запоминающее устройство. Высокое разрешение достигнуто благодаря тому, что временные отметки, следующие одна за другой по одному каналу, записываются в различные модули памяти.

Для мультистоповых временных кодировщиков и других применений разработан 256-разрядный сдвиговый регистр с тактовой частотой 1,2 ГГц и потребляемой мощностью 1,2 Вт [159]. Число разрядов в регистре выбирается исходя из величины задержки триггерных систем первого уровня. Для получения высокого быстродействия используется ТТЛ-логика на основе арсенида галлия (GaAs), а для уменьшения потребляемой мощности при столь высокой частоте сдвига схема регистра разделена на четыре части по 64 бита, так что реальная частота сдвиговых импульсов для каждой части равна $1/4$ эффективной частоты. В другом варианте временного кодировщика [160] тактовая частота составляет

125 МГц. С целью уменьшения времени разрешения до 2 нс используется цифровой интерполятор на базе сдвигового регистра и цепочки задержек, подключенных параллельно к его входам. На одной плате системы ФАСТБАС монтируется до 48 каналов с динамическим диапазоном 48 мкс, работающих в многостоповом режиме.

Большинство детекторов, применяемых в экспериментальной физике высоких энергий, являются источниками аналоговых сигналов, имеющих широкий диапазон по длительности. Поэтому весьма актуальной задачей в ядерной электронике является создание быстродействующих аналоговых запоминающих устройств большой емкости. В Стенфорде [161] разработан модуль такой памяти емкостью 16×16 ячеек с длительностью строб-импульса записи всего 5 нс и с частотой чтения не менее 1 МГц. При отборе полезных событий широкое применение находят мажоритарные схемы совпадений. В [162] показано, что для этих целей можно применить так называемый параллельный счетчик. Данные на входы такого счетчика поступают в виде унитарного позиционного кода, а на его выходах получается натуральный двоичный код, пропорциональный числу сигналов, одновременно поступающих на его входы. Так, если параллельный счетчик имеет 31 вход, то число выходов будет равно 5. Параллельный счетчик, имеющий 15 входов и 4 выхода, разработанный в виде микросхемы, описан в [163]. Причем имеется возможность путем внешних соединений наращивать число входов до 64. Время задержки составляет 20 — 30 нс.

Несмотря на большую степень интеграции используемых микросхем, одной из главных проблем при организации триггерных систем является большое количество внешних соединений, которые не только влияют на надежность, но и ухудшают быстродействие. Поэтому широкий интерес представляют микросхемы, сочетающие в одном корпусе функции детектирования заряженных частиц, усиления и обработки. Разработанный прототип «интеллектуального» двухкоординатного детектора содержит матрицу из 32×32 позиционно-чувствительных детекторов (диодов), усилители, формирователи, дешифраторы адресов с произвольной выборкой и аналоговый канал с подключенным к нему параллельным АЦП [164]. Для эксперимента UA2 [165] разработан 16-канальный модуль обработки аналоговых сигналов от микрополосковых детекторов. Канал состоит из зарядочувствительного усилителя, формирователя и аналогового запоминающего элемента. Выходы всех каналов подключены к мультиплексору, который имеет внешний вывод. Кроме того, после преобразования в логический импульс данные записываются в сдвиговые регистры. Модуль выполнен по К-МОП-технологии и потребляет всего 1 мВт на канал. В практике физического эксперимента в типичном канале регистрации обычно используются цифровые сдвиговые регистры, выполняющие

функции задержки и временного хранения данных. Поэтому особый интерес представляет разработка в интегральном исполнении как аналоговых, так и цифровых сдвиговых регистров [166]. Регистры содержат по 58 ячеек и работают с частотой 10 МГц. Причем для данного модуля разработана еще одна микросхема, содержащая мультиплексор. Такой подход позволяет одновременно реализовать преимущества аналоговых и цифровых методов обработки информации. Известна также 64-канальная модульная система, предназначенная для обработки данных, регистрируемых в микрополосковых детекторах [167]. В одном модуле расположены усилители-компараторы, а в другом — стэковая память и интерфейс.

Определенный интерес представляет также открытие нового способа организации вычислительного процесса, основанного на применении ПЗС-структур [168]. Суть дела в том, что традиционно в аналоговых процессорах используются или токовые сигналы, или сигналы напряжения с соответствующими усилителями. Причем такие процессоры не поддаются синхронизации. Процессоры, основанные на ПЗС-структурах, сохраняя высокое быстродействие, присущее аналоговым схемам, отличаются малой потребляемой мощностью, более широкими функциональными возможностями, и, что не менее важно, тем, что выполняемые операции можно тактировать. ПЗС-процессор, расположенный на одной подложке с детектором, может также оцифровывать сигналы или, наоборот, преобразовывать цифровые данные в аналоговые сигналы.

Особую группу специализированных микросхем образуют модули, предназначенные для выделения прямых треков, регистрируемых в многоканальных детекторах заряженных частиц. Для поиска треков в вершинном детекторе разработана матрица совпадений, основу которой составляют 32x32 программируемых элементов памяти [169]. Модуль включает также 32-разрядный регистр для регистрации z-координат, два 16-разрядных регистра для запоминания данных о координатах вершин взаимодействия и 32-разрядную дуплексную магистраль для обмена данными. В установке DELPHI для поиска прямых треков эффективно используется оригинальная трехмерная матрица совпадений, созданная на основе программируемых логических матриц (ПЛА), выполненных по К-МОП-технологии [170]. Время восстановления трека составляет 10 мкс. Следует отметить также разработку модуля гистограммного процессора [171], также выполненного по К-МОП-технологии. Процессор имеет 256 каналов с возможностью каскадирования путем внешних соединений.

Триггеры и триггерные системы. Особенности триггерных систем, используемых на встречных пучках. Все эксперименты по физике высоких и сверхвысоких энергий можно разделить на два класса в зависимо-

сти от типа ускорителей, на которых они проводятся: эксперименты с фиксированной мишенью и эксперименты на встречных пучках, где мишенью являются сами взаимодействующие частицы или струи частиц. Как известно, коллайдерные ускорители характеризуются типом ускоряемых частиц, их энергией, частотой обращения пучков, длиной кольца и светимостью. Интенсивно ведутся работы в области создания эффективных триггерных систем в современных и вновь планируемых экспериментах [172]. В [173] обсуждаются характеристики и перспективы создания новых детекторов и систем регистрации и обработки данных для экспериментов на будущих суперколлайдерах (проект LHA). Особенности триггерных систем, создаваемых для современных установок, заключаются в том, что, во-первых, общий триггерный сигнал о регистрации события вырабатывается в результате совпадения импульсов, поступающих от различных детекторов спектрометра, таких как сцинтилляционные годоскопы, калориметры и быстродействующие газовые детекторы. Во-вторых, триггерные системы носят многоуровневый характер, выполняя функции своего рода понижающего редуктора. На первом уровне скорость поступления событий с помощью быстрых логических схем и специализированных процессоров понижается с 10^7 — 10^5 до 10^5 — 10^3 Гц. Время решения на данном уровне составляет сотни наносекунд. За это время определяется количество сигналов, регистрируемых в наиболее быстрых детекторах, вычисляется наличие и количество вершин распада, зарегистрированных в вершинном детекторе, решается задача измерения энергии кластерных событий, выделенной в калориметре, и регистрируются координаты событий, детектируемых в дрейфовых камерах. Время решения на втором уровне — десятки микросекунд, и скорость поступления данных о полезных событиях понижается до 10^3 — 10 Гц. При этом происходит выполнение наиболее ответственной процедуры, например поиск и реконструкция отдельных фрагментов трековых событий, вычисление прицельного параметра и массы частиц. Используется дополнительная информация, поступающая от временных кодировщиков (данные о времени дрейфа). На третьем уровне триггерной системы скорость поступления трековой информации понижается еще на порядок. Здесь используются быстродействующие суперкомпьютеры, с помощью которых восстанавливаются топологии кандидатов в полезные события, и данные записываются на магнитную ленту. На рис.21 приведена временная диаграмма работы двух типичных триггерных систем, используемых в экспериментах с фиксированной мишенью и на коллайдерах [174], предназначенных для изучения свойств прелестных частиц.

Способы выделения треков частиц аппаратными методами. Общим для этих методов является то, что с целью уменьшения длины анализируемого слова с помощью программируемой памяти поверхность (или объ-

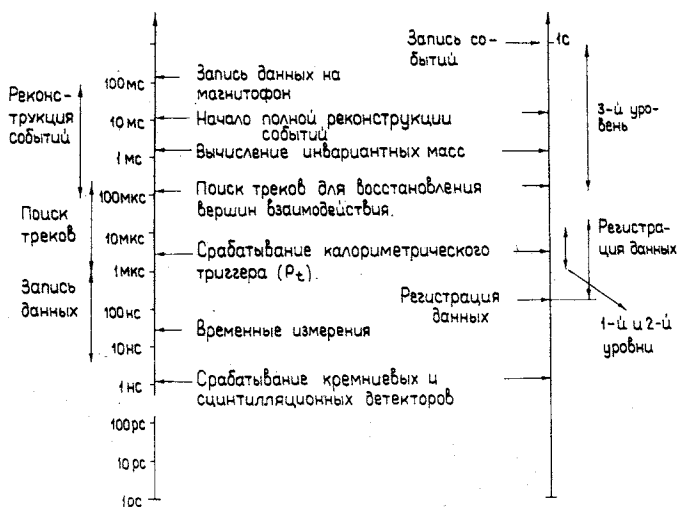


Рис.21. Временная диаграмма работы триггерных систем

ем детектора) разделяется на отдельные сегменты и анализируются значения координат частиц, зарегистрированных в пределах данного сегмента. При этом широко используются табличные методы решения, основанные на модулях программируемой памяти (ППЗУ). Поскольку данные, считываемые с детектора, подаются на адресные входы ППЗУ, то, учитывая состояние техники больших интегральных микросхем, к входам ППЗУ можно подключить всего 15—20 каналов регистрации. Поэтому для обработки информации от детекторов, содержащих большое число каналов регистрации, применяется ряд методов, позволяющих обойти эту трудность.

Метод окон. Окно задается с помощью двух или трех опорных точек, которые выбираются из вычисленных координат, затем модель трека — прямая или дуга — интерполируется между этими точками. Такой метод поиска треков с помощью программируемого процессора нашел применение в коллаборации TASSO [175]. Данные от девяти цилиндрических дрейфовых камер после преобразования и оцифровки запоминаются в памяти микро-ЭВМ, содержащей модули ассоциативной памяти (по одному модулю на каждую камеру). Окна задаются с помощью двух точек, расположенных в двух камерах, и с помощью общей центральной точки. Наличие ассоциативной памяти позволяет вести поиск треков параллельно в нескольких окнах. Для реконструкции события с пятью лучами требуется 1 мс.

Метод масок. Данный метод характеризуется тем, что координаты событий запоминаются в регистрах. Затем с помощью программируемой памяти генерируются наиболее вероятные координаты треков, и решение находится быстро с помощью мажоритарных схем совпадений [175]. Если для хранения масок использовать сдвиговые регистры, то отпадает необходимость в отдельной памяти для хранения масок. Причем этот метод эффективен, если данные регистрируются в виде унитарного позиционного кода.

Метод непрерывной маски. Этот метод является универсальным, отличается высоким быстродействием и поэтому требует больших аппаратных затрат. Алгоритм метода непрерывной маски подробно описан в [176] и его особенности заключаются в следующем (рис.22): а) он не критичен к числу координат, соответствующих данному событию; б) используя технику больших интегральных специализированных микросхем, можно восстановить треки событий за несколько микросекунд; в) имеется возможность создания модульной конструкции процессора, что позволяет «покрывать» всю площадь детектора любой конфигурации с помощью специально изготовленной программируемой матрицы совпадений. Для того чтобы обеспечить построение трека в случае нарушения непрерывности точек, например, из-за неэффективности работы детектора, маску можно задать таким образом, чтобы осуществлялась связь между двумя или тремя соседними точками как по горизонтали, так и по вертикали. Данная идея нашла применение в эксперименте DELPHI для поиска треков в цилиндрической времяпроеctionной камере диаметром 2,8 м и такой же длиной. Процессор позволяет реконструировать прямые отрезки треков частиц

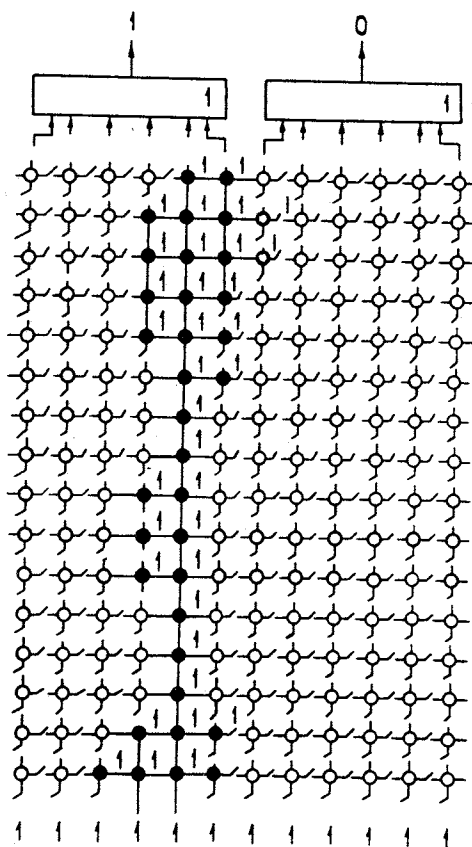


Рис.22. Принцип действия трекового процессора

длиной 10 см за 1,6 мкс [177]. Черными кружками на рис.22 обозначены зарегистрированные в детекторе координаты реального трека. Программируемая матрица совпадений организована таким образом, что наличие логических единиц в соседних ячейках памяти обеспечивает замыкание соответствующих ключей. Реконструкция трека выполняется путем подачи на входы матрицы логических единиц. По значению сигналов на выходах тех или иных элементов ИЛИ можно судить о наличии треков в заданных сегментах детектора.

Метод синдромного кодирования [178]. Этот метод эффективно используется в тех экспериментах, где число одновременно сработавших позиционно-чувствительных детекторов невелико по сравнению с общим их числом. Метод основан на использовании свойства синдрома избыточного кода нести информацию как о количестве ошибочных позиций, так и об их координатах. Применительно к регистрации данных в многоканальных детекторах заряженных частиц в отсутствие события информационное слово рассматривается как нулевое, а регистрация события фиксируется как вектор ошибки. Причем длина кодового слова, соответствующего вектору ошибки, за счет фильтрации не сработавших позиционно-чувствительных датчиков детектора получается намного меньше информационного слова. В результате получается эффект компрессии данных. Например, если число каналов равно 1000, а срабатывает не более 3 проволочек МПК, то код синдрома будет содержать 30 бит. Такое укороченное слово проще обрабатывать. Фильтрация выполняется быстро с помощью параллельных схем, не содержащих элементов памяти. Метод синдромного кодирования нашел применение при построении быстродействующих трековых процессоров [179] для эксперимента NA28 (ЦЕРН), в спектрометре БИС-2 [180], а также для создания мажоритарных схем совпадений на большое число входов [181].

Калориметрические триггеры. Читателям, интересующимся параметрами существующих калориметров и методами измерения энергии элементарных частиц, можно рекомендовать обзор [182]. Как уже отмечалось выше, калориметры являются источниками большого количества сигналов, с помощью которых можно вычислять параметры кластеров, идентифицировать зарегистрированные события. Для этих целей используются как аналоговые, так и цифровые способы обработки сигналов [183]. Аналоговые способы отличаются экономичностью и высоким быстродействием. Сигналы, поступающие после усиления и формирования, суммируются и сравниваются с заранее установленной величиной порога. При цифровом способе обработки сигналов вначале выполняется оцифровка, а затем с помощью системы сумматоров получается цифровой код, который сравнивается с данными, записанными в программируемой памяти. В лаборатории им.Э.Ферми разработан аналоговый процес-

сор, предназначенный для выделения сложных событий с двумя кластерами [184]. Амплитуда сигналов, считываемых с каждого счетчика калориметра, умножается на синус полярного угла, характеризующего положение данного счетчика. Импульс, запускающий установку, формируется в том случае, если суммарная энергия, выделяемая в заданной группе счетчиков, превышает заданную величину. Сигналы, поступающие на входы аналоговых сумматоров, с помощью специально изготовленной полупроводниковой матрицы кодируются для уменьшения количества электронных схем и увеличения быстродействия. В [185] описан процессор для отбора событий с большими поперечными импульсами p_T для эксперимента WA70 (ЦЕРН). p_T -триггер формируется в три этапа. Вначале с помощью специализированного аналогового процессора определяется наличие кластеров в заданных блоках калориметра. Затем выполняется суммирование и масштабирование измеренных данных для получения p_T и, наконец, анализируются данные, поступающие от других детекторов спектрометра.

В цифровом процессоре [186] для вычисления энергии по формуле, где требуется операция деления, используется логарифмическое представление чисел, что позволяет свести процесс вычисления операций умножения и деления к операциям сложения, вычитания и табличным методам решения с помощью программируемой памяти.

При создании калориметрического триггера, который использовался в эксперименте UA1 [187, 188], задача ставилась таким образом, чтобы время решения не превышало нескольких сотен наносекунд. Для принятия окончательного решения анализируются данные о количестве кластеров, общей и локальной выделяемой энергии и информация о наличии струй. Основу калориметрического триггера составляет кластерный процессор, позволяющий в течение 75 нс определить количество кластеров, зарегистрированных в калориметре. Для получения столь высокого быстродействия используются программируемые логические матрицы. Алгоритм работы процессора основан на регистрации координат сработавших счетчиков и определении сработавших рядом расположенных счетчиков калориметра. Быстрый процессор, предназначенный для локализации и подсчета числа кластеров, описан также в [189]. Он построен по модульному принципу. Отдельные модули процессора обмениваются между собой данными с помощью быстрой магистрали.

Процессоры для вычисления прицельного параметра. При создании таких процессоров учитывается не только необходимость получения высокой точности (несколько мкм), но и тип мишени: фиксированная мишень или встречные пучки. Суть дела в том, что в экспериментах на коллайдерах первичная вершина распада находится вблизи оси ионопровода.

и поэтому недоступна для непосредственного измерения, что приводит к усложнению процессора. Оригинальный подход к созданию устройства отбора очарованных частиц описан в [190]. Здесь используется фиксированная мишень и микрополосковый полупроводниковый детектор. Чтобы определить, исходит ли данный трек из вершины первичного или вторичного распада, микрополосковые детекторы располагаются по отношению к активной мишени так, чтобы шаг, разделенный на расстояния плоскостей до мишени, был бы равен константе. Тогда для всех треков, исходящих из мишени, выполняется соотношение (анализируются данные, поступающие от первых трех плоскостей телескопа a , b и c):

$$n(a) = n(b) = n(c),$$

где n — координата сработавшей полоски. В противном случае это соотношение не выполняется. Поэтому в процессе обработки с помощью ЭВМ стираются все данные, которые не удовлетворяют этому выражению, и обрабатываются оставшиеся записанные координаты. В [191] для увеличения быстродействия все вычисления, необходимые для нахождения координат вторичных вершин распада, выполняются с помощью специализированного нейроноподобного процессора в течение 10 мкс. Существует другой подход к обработке трековой информации, основанный на применении модулей ассоциативной памяти большой емкости [192]. Читателя, интересующегося методами построения специализированных процессоров для экспериментов на коллайдерах, можно отослать к работам [140,141,147,149,152].

Новые алгоритмы и методы. Сложность топологий и ожидаемая большая множественность событий, которые будут регистрироваться в будущих спектрометрах, ограниченные функциональные возможности существующих методов обработки трековой информации приводят к необходимости использовать принципиально новые алгоритмы и вычислительные устройства, известные из теории и практики распознавания образов. Судя по многочисленным публикациям, этому направлению в методике физических экспериментов уделяется большое внимание. Речь идет о нейроноподобных процессорах, нейронных сетях и близких к ним ассоциативных методах обработки данных. Этим вопросам посвящен обзор [193]. Исследования направлены на доказательство того, что нейронные сети могут быть успешно использованы как для реконструкции треков, так и для обработки событий с кластерами, которые регистрируются с помощью калориметров. Особенно интенсивно данное направление развивается в Лаборатории им.Э.Ферми [194—197, 199] и в ЦЕРН [200]. Показано, что искусственно созданную и довольно простую нейронную сеть можно обучить не только распознавать кластеры, но и отличать электромагнитные ливни от адронных, а также с высокой точностью оп-

ределять координаты вершин распада короткоживущих частиц. В [199] описан не только алгоритм, но и ряд конкретных электрических и оптических нейроноподобных вычислительных устройств, которые могут быть успешно использованы для параллельной обработки трековой информации. Применение нейроноподобных процессоров для обработки трековой информации позволит с высоким быстродействием распознавать топологии сложных событий. Этому способствует также разработка больших интегральных микросхем, выполняющих функции нейронных процессоров, содержащих в одном корпусе до 64 связанных нейронов, которые можно настроить на процессор, содержащий 128 входов [198, 200].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Последнее десятилетие характеризуется бурным развитием электронных методов в физике высоких и сверхвысоких энергий, что является следствием усложнения критериев отбора полезных событий, роста множественности, требований к повышению точности трековых детекторов и необходимости набора большого количества экспериментального материала в условиях больших нагрузок и роста фоновых событий. Появление волоконных оптических световодов и интенсивное развитие полупроводниковой технологии создали предпосылки для разработки высокопрецизионных и быстродействующих трековых детекторов, позволяющих регистрировать прицельный параметр с точностью до нескольких микрометров и получить разрешение между треками порядка нескольких десятков микрометров. Существенно возросла роль оптических и электронно-оптических методов регистрации и обработки физической информации, что, в свою очередь, способствовало совершенствованию ФЭУ. Эти и другие факторы способствуют широкому развитию таких перспективных детекторов в физике сверхвысоких энергий, как калориметры и особенно годоскопические калориметры.

Газовые трековые детекторы, разработанные более 20 лет назад, играют важную роль как в современных, так и во вновь планируемых экспериментах. С помощью векторных дрейфовых камер и появилась возможность регистрировать с высокой точностью не только координаты событий с большой множественностью, но и направления треков частиц, а также ионизационные потери. Это достигается также и за счет использования большого количества электроники. Число каналов регистрации в одном спектрометре может составлять 10^5 и более. Поэтому весьма актуальной проблемой является разработка и создание специализированных микросхем.

Крупным достижением является создание двухкоординатных детекторов заряженных частиц, содержащих большое количество элементарных позиционно-чувствительных детекторов на кристалле кремния. Проблема межконтактных соединений решается путем объединения регистрирующей электроники и полупроводникового детектора на одной подложке.

Как отмечают специалисты, дальнейшие успехи в развитии электронных методов обуславливаются достижениями в области создания не только эффективных трековых детекторов, но и высокопроизводительных аппаратных средств для обработки трековой информации. В недалеком будущем следует ожидать применения для обработки физической информации искусственно создаваемых нейронных сетей.

В [201] изложено развитие методики координатных детекторов. Методы, применяемые для распознавания событий, регистрируемых в многоканальных детекторах заряженных частиц, подробно изложены в [202]. Важной проблеме — совершенствованию способов измерения времени жизни короткоживущих частиц с помощью вершинных детекторов — посвящена работа [203]. Интересные результаты можно ожидать также при использовании так называемых RICH-детекторов, создаваемых на базе черенковских счетчиков и фоточувствительных газовых камер [204, 205].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bobou M., Bruneton C., Bystricky J. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1979, vol.160, p.1—22.
2. Cisneros E.L., Burgeno G.F. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1987, vol.NS-34, No.1, p.175.
3. Cenini P., Kulka Z., Petrolo E. — Int. Conf. on the Impact of Digital Microelectronics and Microprocessors on Particle Physics, Trieste, 1988, p.161—169.
4. Бойко И.Б., Бойко М.Б., Герасимов Б.Я. — Препринт ИФВЭ, 86-105, Серпухов, 1986.
5. Niimura N., Yamada K., Kubota T. — Nucl. Inst. and Meth., 1983, vol.211, 1, p.203—208.
6. Никитюк Н.М. — ПТЭ, 1983, № 2, с.74—80.
7. Никитюк Н.М. — ПТЭ, 1986, № 6, с.77—80.
8. Никитюк Н.М. — Препринт ОИЯИ P10-88-742, Дубна, 1988.
9. Reynolds G.T. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1960, vol.NS-7, No.1, p.115—120.
10. Borenstein S.R., Palmer R.B. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1982, vol.NS-29, No.1, p.402—404.
11. Ruchti R., Baumbaugh B., Bishop J. et al. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1983, vol.NS-30, No.1, p.40—43.
12. Bachman L., Bonesini M., Cavelli D. — Nucl. Inst. and Meth., 1983, vol.206, No.1,2, p.85—90.
13. Blumenfeld H., Bolognese T., Bourdinaud M. et al. — Preprint Saclay No.DPhPE 84-04, 1984.
14. Kirby J. — Preprint CERN-EP/87-60, Geneva, 1987.

15. Blumenfeld H., Bolognese T., Bourdinaud M. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1985, vol.A235, p.326—331.
16. Дмитриев В.Д., Лукьянов С.М., Пеннионжкевич Ю.Э. — ПТЭ, 1982, № 2, с.7—18.
17. Catchpole C.E. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1972, vol.NS-19, No.1, p.360—361.
18. Pietri G. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1977, vol.NS-24, No.1, p.228—232.
19. Williams M., Sobotka E. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1989, vol.NS-36, No.1, p.227—330.
20. Kume H., Muramutsu S. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1986, vol.NS-33, No.1, p.359—363.
21. Suzuki S., Suzuki T., Matsushita T., Kume H., — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1986, vol.NS-33, No.1, p.377—384.
22. Timothy J.G. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1985, vol.NS-32, No.1, p.427—432.
23. Pinfold J.L., Bouchard C. — Nucl. Inst. and Meth., 1987, vol.A257, p.607—608.
24. Васильченко В.Г., Рыкалин В.И. — ПТЭ, 1987, № 1, с.7—19.
25. Suzuki S., Matsushita T., Suzuki T. et al. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1988, vol.NS-35, No.1, p.382—386.
26. Kuroda K., Nemos C., Penzo A. — Nucl. Inst. and Meth., 1987, vol.A260, p.114—119.
27. Ansorge R.E., Aurouet C., Baryre P. et al. — Preprint CERN-EP-/87-63, Geneva, 1987.
28. Burmeister H., Sonderegger P., Gago L.M. et al. — Preprint CERN-EP/83-136, Geneva, 1983.
29. Sonderger P. — Nucl. Inst. and Meth., 1987, vol.A257, No.2,3, p.523—527.
30. Blumenfeld H., Bordinaud M., Tevenin J.C. — Nucl. Inst. and Meth., 1987, vol.A257, p.603—606.
31. Bins W.R., Israel M.N., Klarmann J. — Nucl. Inst. and Meth., 1983, vol.216, p.475—480.
32. Atkinson M.N., Crennell D.J., Fisher C.M. — Nucl. Inst. and Meth., 1988, vol.A263, p.333—342.
33. Angelini C., Beusch W., Bloodworth I.J. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A279, No. 1, p.132—137.
34. Salomon M., Coombes H., Nissen M. et al. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1987, vol.NS-34, No.1, p.525—527.
35. Kunlen M. — Preprint CALT-68-1547, CA, USA, 1989.
36. Прокошкин Ю.Д. — Препринт ИФВЭ, 79-148, Серпухов, 1979.
37. Антипов Ю.М., Горин Ю.П., Горнушкин Ю.А. и др. — ОИЯИ P13-89-830, Дубна, 1989.
38. Гавришук О.П., Дацко В.С., Еремеев Р.В. и др. — ОИЯИ P1-90-227, Дубна, 1990.
39. Hayashi T. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.225, p.538—545.
40. Koponenko W., Selove W., Theodosio G.E. — Nucl. Inst. and Meth., 1983, vol.214, p.237—243.
41. Bailey R., Berset J.C., Breuker H. — Preprint CERN-EP/85-91, Geneva, 1985.
42. Blonar G., Dielt H., Dobbins J. — Nucl. Inst. and Meth., 1982, vol.203, p.213—221.
43. Dielt H., Eigen G., Fonseca V. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1985, vol.A235, p.314.
44. Borenstein S.R. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1984, vol.NS-31, No.1, p.396—398.
45. Васильев А.Н., Вишневецкий Н.К., Казаков П.Н. и др. — Препринт ИФВЭ ОЭФ-82-62, Серпухов, 1982.
46. Какарундзе Д.Б., Краснокутский Р.Н., Медведев С.А. и др. — Препринт ИФВЭ ОНФ-83-111, Серпухов, 1983.
47. Hofmann W., Marcees A., Matthiessen U. et al. — Preprint DESY, No.81/045, Hamburg, 1981.
48. Fessler H., Freund P., Gelauer L. et al. — Preprint MPI-PAE/Exp. E1.132, Munchen, 1984.
49. Kamon T., Kondo K., Yamashita A. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1983, vol.213, p.261—269.

50. Крышкин В.И., Ронжин А.И. — Препринт ИФВЭ 85-114, Серпухов, 1985.
51. Гавришук О.П., Дацко В.С., Еремеев Р.В. и др. — ОИЯИ Р1-90-295, Дубна, 1990.
52. Berglund S., Carlson P.J., Jacobson J.J. — Nucl. Inst. and Meth., 1981, vol.190, p.503—509.
53. Tauch T. — КЕК-Preprint No.83-12, 1983.
54. Clealand W.E., Krans D.E., Thomson J.A. — Nucl. Inst. and Meth., 1983, vol.216, p.405—414.
55. Menzione A. — Preprint INFN PI/AE-86/8, Piza, 1986.
56. Gatti E., Manfredi P.F. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.226, p.142—155.
57. Radeka V. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.226, p.209—218.
58. Bellini L., Hollowig L., Lander R.L. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1969, vol.67, p.173—176.
59. Batemann J.E., Hoigg W.R. — Nucl. Inst. and Meth., 1970, vol.79, p.134—140.
60. Bellini L., Corato M.D., Manfredi P.F. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1973, vol.107, p.85—92.
61. Amendolia S.R., Batignani G., Bedeschi F. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.226, p.78—81.
62. Bellini L., Conte M., D'Angelo P. et al. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1983, vol.NS-30, No.1, p.415—419.
63. Amendolia S.A., Manfredi P.F. — Nucl. Inst. and Meth., 1980, vol.176, No.3, p.457—460.
64. Bagliosi G., Batignani G., Bosiso L. et al. — Preprint INFN PI/AE-86/10, Piza, 1986.
65. Damarell C.J.S. — Preprint NAL 86-77, Rutherford-Appleton Lab., Chilton, 1986.
66. Heijne E.H.M., Hubbeling L., Hyams B.D. — Nucl. Inst. and Meth., 1980, vol.178, p.331—343.
67. Hyams B., Koetz V., Belay E. — Nucl. Inst. and Meth., 1983, vol.205, p.99—105.
68. Bailey R., Belau E., Bohringer T. et al. — Preprint MPI-PAE/Exp. E1.121, Munchen, 1983.
69. Bellini G., Coreto M.D., Giammarchi M. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.225, p.619—626.
70. Jarron P., Goyot M. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.226, p.156—162.
71. Gatti E., Manfredi P.F., Marioli D. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.221, p.536—542.
72. Gatti E., Manfredi P.F. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.226, p.142—155.
73. England B.A., Hyams B.D., Hubbeling L. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1981, vol.185, p.43—47.
74. Koetz V., Posnecker K.U., Gatti E. et al. — Preprint MPI-PAE/Exp. E1.142, Munchen, 1984.
75. Hoffmann R., Lutz G., Hosticka B.J. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.226, p.196—199.
76. Antinori F., Barberis D., Beusch W. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1990, v.A288, p.82—86.
77. Ten Kate W.R. Th., Van Der Klauw S.L.M. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.228, p.105—109.
78. Ten Kate W.R. Th., Van Der Klauw S.L.M. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.226, p.193—195.
79. Batignani G., Bosi F., Bosiso L. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A277, p.147—153.
80. Appolinari G., Bosi F., Beloforte S. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A277, p.138—146.
81. Borer K., Clark A.G., Engelmann R. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1987, vol.A257, p.591—593.

82. Burns M., Dijkstra H., Horisberger R. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A277, p.154—159.
83. Dijkstra H., Horisberger R., Hyams B.D. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A277, p.160—169.
84. Holl P., Dietl H., Fent J. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1987, vol.A257, p.587—590.
85. Damerell C.J.S., Farly F.J.M., Gillman A.R. — Nucl. Inst. and Meth., 1981, vol.185, p.33—45.
86. Damerell C.J.S. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.226, p.26—33.
87. Damerell C.J.S., English R.L., Gillmann A.R. et al. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1986, vol.NS-33, No.1, p.51.
88. Сороко Л.М. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.5, с.1038—1074.
89. Bailey R., Damerell C.J.S., English R.L. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1983, vol.213, p.201—203.
90. Watts S.J. — Nucl. Inst. and Meth., 1988, vol.A265, p.99—104.
91. Alcaez J., Duran I., Molinero A., Olmos P. — Nucl. Inst. and Meth., 1988, vol.A265, p.303—310.
92. Shapiro S.L., Dunwoodle M. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A275, p.580—586.
93. Parker S. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A275, p.494—516.
94. Dierickx B. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A275, p.542—544.
95. Nakamoto A., Murakami H., Nagata K. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1980, vol. NS-27, No.1, p.74—78.
96. Barbelini G., Rancoita P.G. — Preprint INEN/TC-83/15, Milan, 1983.
97. Rancoita P.G., Seidmann A. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.226, p.369—372.
98. Nakamoto A., Murakami H., Doke T. — Nucl. Inst. and Meth., 1985, vol. A238, p.53—60.
99. Rancoita P.G., Seidmann A. — Preprint CERN-EP/86-113, Geneva, 1986.
100. Borchi E., Macii R., Mazzoni S. — Preprint CERN-EP/89-28, Geneva, 1989.
101. Pencsoti S., Rancoita P.G., Simeoni C. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1988, vol.A270, p.327—333.
102. Gatti E., Rehak P., Walton J. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.226, p.129—141.
103. Rehak P., Walton J., Gatti E. — Nucl. Inst. and Meth., 1986, vol. A248, p.367—378.
104. Hall G. — Nucl. Inst. and Meth., 1988, vol.A273, p.559—564.
105. Kuykens H.J.P., Audet S.A. — Nucl. Inst. and Meth., 1988, vol.A273, p.570—574.
106. Чилингаров А.Г. — Препринт ИЯФ СО АН СССР, 90-113, Новосибирск, 1990.
107. Пешехонов В.Д. — ЭЧАЯ, 1986, т.17, вып.5, с.1029—1078.
108. Charpak G., Rahm D., Steiner H. — Nucl. Inst. and Meth., 1970, v.80, p.13—34.
109. Charpak G. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, vol.20, p.195—254.
110. Breaskin A., Charpak G., Demierre C. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1977, vol.143, p.29.
111. Lacy J.L., Lindsay R.S. — Nucl. Inst. and Meth., 1980, vol.119, p.483—498.
112. Radeka V., Boic R. — Nucl. Inst. and Meth., 1980, vol.178, p.543—554.
113. Jeavons A.C., Fora N., Lindberg J.A. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1978, vol.NS-25, No.1, p.259—263.
114. Delepierre P., Tuplot J.F., Bazan A. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1982, vol.197, p.317—323.
115. Басилладзе С.Г. — Современная быстродействующая ядерная электроника. М.: Атомиздат, 1984.
116. Boudier R., Charpak G., Dimcovski Z. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1970, vol.88, p.149—162.
117. Sauli F. — Preprint CERN-EP/87-193, Geneva, 1987.
118. Walenta A.N., Heintze J., Schurlein B. — Nucl. Inst. and Meth., 1971, vol.92, p.373—380.

119. Cheng D.C., Kazanecki W.A., Picconi R.L. — Nucl. Inst. and Meth., 1974, vol.117, p.157—169.
120. Заневский Ю.В. — Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1975.
121. Filatova N.A., Nigmanov T.C., Pugachevich V.P. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1977, vol.143, p.17—28.
122. Etkin A., Kramer M. — IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1980, vol.NS-27, No.1, p.139—144.
123. Dhawan S.K. — IEEE Trans. on Nucl., 1983, vol.NS-30, No.1, p.293—296.
124. Festa E., Sellem R. — Nucl. Inst. and Meth., 1981, vol.188, p.99—104.
125. Pernicka M. — Nucl. Inst. and Meth., 1978, vol.156, p.311—315.
126. Farr W., Heintze J. — Nucl. Inst. and Meth., 1978, vol.156, p.301—309.
127. Warner B.H. — Electronic Design, 1977, No.1, p.128.
128. Замятин Н.И. — ПТЭ, 1987, № 2, с.66—71.
129. Зинов В.Г., Селиков А.В. — ОИЯИ, P10-89-764, Дубна, 1989.
130. De Giorgi M., Gasparini F., Meneguzzo T. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.223, p.113—120.
131. Hallgren B., Verweij H. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1980, vol. NS-27, No.1, p.333—337.
132. Drum H., Granz B., Heintze J. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1980, vol.176, p.333—344.
133. Calvetti M., Cennini P., Centro S. et al. — Preprint CERN-EP/82-44, Geneva, 1982.
134. Fancher D., Hilke H.J., Loken S. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1979, vol.161, p.383—390.
135. Eggert K., Engster C., Coningsvel J. et al. — Preprint CERN-EP/80-85, Geneva, 1980.
136. Aihara H., Alston-Garnjost M., Badtke D.H. et al. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1983, vol.NS-30, No.1, p.162—166.
137. Muller Th. — Nucl. Inst. and Meth., 1986, vol.A252, p.387—391.
138. Atiya M., Ito M., Ng C. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A279, p.180—185.
139. Barber G.J., Belk A.T., Beuselinck R. et al. — Blakett Lab., ALEPH-IC-88-12-12, London, 1988.
140. Carter A.A., Carter J.R., Heuer J.C. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1986, vol.A250, p.503—513.
141. Carter A.A., Carter J.R., Hill J.C. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1990, vol.A286, p.107—116.
142. Devenish R.C.E., Gingrich D.M., Hallam-Barker P.M. et al. — OUNP-90-5, Oxford, 1990.
143. Halsall R., Jaroslawski S., Madani S. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1990, vol.NS-37, No.3, p.1203—1207.
144. Anderhub H., Anders H., Ansari S. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1986, vol.A252, p.357—365.
145. Anderhub H., Anders H., Ansari S. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1988, vol.A263, p.1—9.
146. Rai G., Arthur A., Bieser F. et al. — LBL-28141, Berkley, 1990.
147. Enomoto R., Tsukuda K., Ujife N. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1988, vol.A269, p.507—512.
148. Imanishi A., Ishii T., Kato S. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1988, vol.A269, p.513—521.
149. Darbo G., Heck B.W. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1987, vol.NS-34, No.1, p.227—231.
150. Saxon D.H. — RAL-87-022, Chilton, 1987.
151. Roehrig J., Einsweiler K., Hutchinson D. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1984, vol.226, p.319—329.
152. Becker J.J., Brown J.S., Coffman D. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1985, vol.A235, p.502—508.

153. Sauli F. — Preprint CERN 88-02, Geneva, 1988.
154. Bouclier R., Charpak G., Erskine G.A. et al. — Preprint CERN-EP/87-89, Geneva, 1987.
155. Toki W.H. — SLAC-PUB-5232, Stanford, 1990.
156. Aulchenko V.M., Chilingarov A.G., Kolachov G.M. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol. A283, p.528—531.
157. Ikeda H., Ujile N., Akazawa Y. — Preprint KEK, No.88-71, Tsukuba-chi, 1988.
158. Watase Y. — Preprint KEK, No.88-85, Tsukuba-chi, 1988.
159. Sasaki O., Taniguchi T., Ohska T.K. — Preprint KEK, No.88-89, Tsukuba-shi, 1988.
160. Delavallada G., Jaeger J.J., Vanuxem J.P. — Int. Conf. on the Impact of Digital Microelectronics and Microprocessors on Part. Phys., Trieste, March, 1988, p.185—197.
161. Warker J.T., Soo-Ik Chae, Shapiro S., Larsen R.S. — Preprint SLAC-PUB-1984, Stanford, 1984.
162. Гуськов Б.Н., Калинин В.А., Максимов А.Н. и др. — ПТЭ, 1984, № 6, с.93.
163. Okuno A.H., Ukai K. — Nucl. Inst. and Meth., 1988, vol.A267, p.168—170.
164. Dierickx B. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A275, p.542—544.
165. Moschen J., Cudwell A., Hervas L. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A288, p.180—186.
166. De Witt J. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A288, p.209—211.
167. Vanstraelen G., Debusschere I., Declerk D. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A275, p.574—579.
168. Fossum E.R. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A275, p.530—535.
169. French M.J., Slorach F. — Int. Conf. on the Impact of Digital Microelectronics and Microprocessors on Part. Phys. Trieste, 1988, p.182—184.
170. Darbo G., Heck B.W. — Nucl. Inst. and Meth., 1987, vol.A257, p.567—575.
171. McPherson G. — Int. Conf. on the Impact of Digital Microelectronics and Microprocessors on Part. Phys. Trieste, 1988, p. 50—56.
172. Shochet Mel. — Proc. of the 1983 DSF Workshop on Collider Detectors. LBL-15973, Berkley, 1983.
173. Zichichi A. — Preprint CERN-EP/88-181, Geneva, 1988.
174. Jonson M., Lankford A.J. — SLAC-PUB-4611, Stanford, 1988.
175. Franke G. — Preprint DESY 80/109, Hamburg, 1980.
176. Darbo G., Vitale S. — Nucl. Inst. and Meth., 1981, vol.190, p.81—84.
177. Darbo G., Heck B.W. — Nucl. Inst. and Meth., 1987, vol.A257, p.567—575.
178. Nikityuk N.M., Radzhabov R.S., Shafranov M.D. — Nucl. Inst. and Meth., 1987, vol.155, p.485—488.
179. Gustafsson L., Hagberg E. — Nucl. Inst. and Meth., 1988, vol.A265, p.521—537.
180. Калинин В.А., Крастев В., Чудаков Е.К. — ПТЭ, 1986, № 3, с.105—107.
181. Никитюк Н.М., Селиков А.В. — ПТЭ, 1987, № 6, с.55—60.
182. Fabjan C.W., Wigmans R. — Preprint CERN-EP/89-64, Geneva, 1989.
183. Schuller G. — Preprint CERN 82-09, Geneva, 1982.
184. Nelson K.S., Erwin A.R. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1983, vol.NS-30, No.1, p.146—148.
185. Bene P., Bonesini M., Bonvin E. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1988, vol.A270, p.21—31.
186. Frenkel A., Martellotti G., Petrolo E. — Nucl. Inst. and Meth., 1986, vol.A245, p.45—50.
187. Bains N., Baird S.A., Cambrell D. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A279, p.297—304.
188. Bains N., Baird S.A., Biddulph P. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1990, vol.A292, p.401—423.
189. Asner M., Paradimitriou V., Sanders H. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1990, vol.A291, p.577—586.

190. Baland J.F., Beusch W., Dameri M. et al. — Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 1988, vol.1B, p.303—310.
191. Darbo G., Rossi L. - Nucl. Inst. and Meth., 1990, vol.A289, p.584—591.
192. Amendolia S.R., Bedeschi F., Balletini G. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1990, vol.A289, p.539—542.
193. Denby B. — Comp. Phys. Comm., 1988, vol.49, No.3, p.429—448.
194. Denby B., Cambell M., Bedeschi F. et al. — Fermilab-Conf-90/20, Batavia, 1990.
195. Denby B., Lindsey C.S. — Fermilab-Conf-90/69, Batavia, 1990.
196. Denby B. — Fermilab-Conf-90/94, Batavia, 1990.
197. Lindsey C.S., Denby B. — Fermilab-Conf-90/102, Batavia, 1990.
198. Peterson C. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, vol.A279, p.537—545.
199. Denby B., Linn L. — FSU-SCRI-89-79, Batavia, 1989.
200. Altherr T., Seixas J.C. — Preprint CERN-TH.5758/1990, Geneva, 1990.
201. Fabjan C.W., Fisher C. — Preprint CERN-EP-80-27, Geneva, 1980.
202. Crote H. — Rep. on Progr. in High-Energy Phys., 1987, vol.50, No.4, p.475—500.
203. Lyons L., Saxon D.H. — Rep. on Progr. in High-Energy Phys., 1989, vol.52, No.9, p.1015—1081.
204. Dulinski W., Eek L.O., Ekelof T. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1986, vol.A252, p.418—422.
205. Arnold R., Baillon P., Berst J.D. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1986, vol.A252, p.188—207.