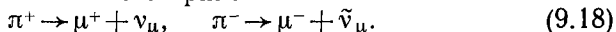


Пучок мюонных нейтрино и антинейтрино ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ возникает в современных протонных ускорителях в результате следующей цепочки процессов. При столкновении первичного пучка с мишенью образуются заряженные пионы, которые распадаются на мюон и мюонное нейтрино или антинейтрино:



Из-за релятивистских кинематических эффектов все продукты распада летят в основном вперед, образуя пучок. Частицы ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ можно отделить от остальных, поставив на пути пучка достаточно толстую бетонную или железную стенку, поглощающую все остальные частицы, но практически не действующую на ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$.

Для примера на рис. 9.9 показан железный фильтр нейтринного канала Серпуховского ускорителя. Канал справа предназначен для отсепарированных заряженных частиц.

На ускорителе в Батавии получают нейтринные пучки с интенсивностью 10^{10} частиц за цикл и максимальной энергией примерно 200 ГэВ.

§ 4. Регистрация заряженных частиц и γ -квантов

1. Приборы для регистрации частиц называются *детекторами частиц*. Существующие детекторы можно подразделить на *счетчики* и *следовые детекторы*. Из этой классификации несколько выпадают *ионизационные камеры непрерывного действия*, а также *искровые* и *пропорциональные камеры*.

С помощью счетчиков регистрируется прохождение частицы через определенный участок пространства в определенный момент времени с макроскопической точностью (сантиметры и миллиметры для места, 10^{-4} — 10^{-9} с для времени). Кроме того, в различных типах счетчиков могут определяться и некоторые характеристики частицы, такие как энергия, заряд, скорость, масса.

В следовых детекторах заряженная частица оставляет след, называемый *треком*. Треки тем или иным способом фиксируются. Поэтому в следовых детекторах можно получать несравненно большую, чем в счетчиках, информацию о направлении движения частицы, процессах ее столкновений с другими частицами, о ее распаде и целом ряде других характеристик частицы. Нейтральные частицы треков не образуют. Тем не менее с помощью следовых детекторов получают богатейшую информацию и о нейтральных частицах, о чем мы скажем ниже в пп. 9, 11.

Еще с десятков с небольшим лет назад единственным способом фиксации треков было их фотографирование, обычно в двух проекциях. Извлечение нужной информации из фотографий треков требует длительной и трудоемкой обработки. Сейчас все большее распространение получает бесфильмовый съем информации со следовых детекторов, при котором параметры треков непосредственно пере-

даются на ЭВМ немедленной полной обработки. Переход на бесфильмовый съем информации повышает реальную эффективность следового детектора на несколько порядков как по времени, так и по объему перерабатываемой информации.

В ионизационной камере непрерывного действия происходит регистрация не отдельных частиц, а интегральной характеристики — потока энергии, переносимой заряженными частицами.

Искровая и пропорциональная камеры с точки зрения нашей общей классификации представляют собой совокупность большого числа очень мелких счетчиков. Поэтому они близки к счетчикам тем, что информация в них выдается мгновенно, без последующей обработки, и в то же время обладают свойствами следовой камеры, поскольку по действию многих счетчиков можно установить трек частицы.

К счетчикам относятся импульсные ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера — Мюллера, сцинтилляционные счетчики, черенковские счетчики, полупроводниковые счетчики.

К следовым детекторам относятся камеры Вильсона, пузырьковые камеры, толстослойные фотоэмульсии, широкоазорные искровые камеры и стримерные камеры.

2. Рассмотрим теперь основные величины, характеризующие свойства различных детекторов.

Достоинства счетчиков определяются следующими характеристиками:

а) *Эффективность*, т. е. отношение (обычно в процентах) числа зарегистрированных частиц к полному числу частиц, пролетевших через счетчик.

б) *Разрешающее время*, т. е. время Δt , которое должно разделять две следующие друг за другом частицы, чтобы они не были сосчитаны за одну.

в) *Разрешающая способность по энергии*.

Достоинства следовых детекторов определяются такими факторами:

а) *Эффективный объем* (грубо измеряется в г/см³). Следовый регистратор тем мощнее, чем больше его эффективный объем. Действительно, при большом эффективном объеме в регистраторе уместится длинный трек частицы высокой энергии, а то и треки частиц, возникающих в процессе последовательных распадов исходной.

б) *Число рабочих циклов* в единицу времени. Детектор тем лучше, чем чаще он действует.

в) *Чувствительность*. При малой ионизационной способности частицы трек может быть незаметным. Например, во многих детекторах видны треки тяжелых заряженных частиц, но не видны треки электронов.

г) *Управляемость*, т. е. возможность практически мгновенного включения рабочего цикла.

д) Длительность и трудоемкость обработки. При фотографическом методе фиксирования треков обработка включает в себя не только проявление пленок, но и нахождение на них нужных событий с последующим расчетом кинематики столкновений, пробегов и других величин. Обработка фотоматериалов часто тянется месяцами и требует многочисленного обслуживающего персонала.

При бесфильмовом съеме информации частичная (контрольная) обработка производится на ЭВМ «в линию» (по английски *on line*), т. е. практически одновременно с регистрацией.

е) Экономические факторы. Многие следовые детекторы настолько дороги, что доступны лишь немногим лабораториям мира.

3. *Ионизационная камера* представляет собой тонкостенный замкнутый объем, наполненный газом. В этом объеме помещаются два электрода, к которым прикладывается напряжение (100—1000 В). Принцип действия камеры следующий. Заряженная частица, попадая в камеру, ионизирует наполняющий ее газ. Образованные частицей положительные и отрицательные ионы устремляются к электродам, создавая электрический ток, по которому и происходит регистрация. Принципиальная схема ионизационной камеры изображена на рис. 9.10.

Напряжение в камере подбирается так, чтобы все образовавшиеся ионы доходили до электродов, не успев рекомбинировать, но при этом не разгонялись бы настолько сильно, чтобы производить вторичную ионизацию. Поэтому в камере измеряется полная ионизация, произведенная частицей, т. е. согласно гл. VIII, § 6, п. 2 полная энергия частицы, если ее пробег целиком уместился в камере. Ионизационные камеры обычных типов пригодны лишь для регистрации короткопробежных частиц, т. е. тяжелых нерелятивистских частиц, так как треки электронов и релятивистских частиц в камере не умещаются (именно поэтому камера должна быть тонкостенной). Мы уже говорили в § 1, что каждый детектор элементарных частиц содержит элемент типа ружья, в котором проходящая частица как бы нажимает спусковой крючок. В ионизационной камере таким элементом является газ под электрическим напряжением.

Ионизационные камеры бывают двух типов: *непрерывного действия* (иначе — *интегрирующие*, или *токовые*) и *импульсные*. В камере

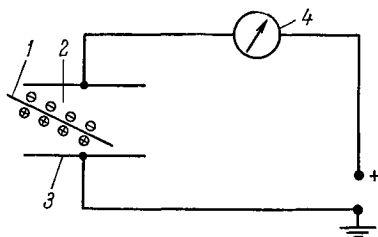


Рис. 9.10. Схема ионизационной камеры.

1 — траектория заряженной частицы, 2 — создаваемые этой частицей ионы, 3 — собирающие электроды, 4 — гальванометр.

непрерывного действия измеряется суммарный ионизационный ток, т. е. поток энергии проходящих заряженных частиц. Импульсная камера является счетчиком — в ней регистрируется прохождение одиночной частицы и измеряется энергия этой частицы.

Камеры непрерывного действия наиболее просты, так как измеряемый ими суммарный ионизационный ток является скорее макроскопической, чем микроскопической величиной.

Сложнее измерять импульс тока, создаваемый одиночной частицей в импульсной камере. Для оценки этого импульса прежде всего вспомним, что частица энергии E образует E/I пар ионов, где I — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов. Умножив величину E/I на элементарный заряд e , мы получим полное число ионов одного знака, возникших в камере. Учтем теперь, что камера вместе с подводными проводами имеет определенную электрическую емкость C . При прохождении через камеру ионов одного знака напряжение на электродах изменится на величину ΔV , где

$$\Delta V = \frac{Ee}{IC}. \quad (9.19)$$

Именно этот импульс напряжения поступает в усилитель (если не успевает частично рассосаться, см. ниже) и в конечном счете измеряется. Тем самым измеряется и энергия частицы, пропорциональная этому импульсу. Для оценки импульса ΔV положим $E = 5$ МэВ (α -частица из радиоактивного ядра), $I = 25$ эВ (аргон), $C = 10^{-11}$ Ф. Получим

$$\Delta V = \frac{5 \cdot 10^6 \text{ эВ} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}}{25 \text{ эВ} \cdot 10^{-11} \text{ Ф}} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ В}. \quad (9.20)$$

Это весьма слабый импульс, который непросто измерить. Увеличить этот импульс не удастся, так как порядок среднего ионизационного потенциала одинаков для всех используемых в камерах газов, а емкость определяется геометрией камеры.

Эффективность ионизационной камеры практически стопроцентная. Разрешающее время определяется временем собирания ионов на электродах и временем восстановления потенциала до исходного значения. Время собирания зависит от скорости дрейфа ионов и от размеров камеры. Скорость электронов на три порядка выше скорости ионов. Например, при напряженности 500 В/см в воздухе при нормальных условиях скорость электронов равна 10^8 см/с, а ионов — только 10^3 см/с. Размеры камер обычно имеют порядок нескольких см, так что время собирания имеет порядок 10^{-6} с для электронов и 10^{-3} с для ионов. Для восстановления потенциала последовательно с электродами включается сопротивление R . Импульс ΔV рассасывается по закону

$$\Delta V(t) = \Delta V e^{-t/RC}, \quad (9.21)$$

так что время восстановления имеет порядок $t_0 = RC$. Величина t_0 называется *постоянной времени*. Постоянная времени должна превышать время собирания $t_{\text{собр}}$, поскольку иначе импульс рассосется во время его образования. Таким образом, минимальное эффективное время равно $2t_{\text{собр}}$. Отсюда видно, что если камера работает на полном (т. е. электронном и ионном) импульсе, то она может регистрировать не более нескольких сотен частиц в секунду. Поэтому многие ионизационные камеры работают только на электронном импульсе, что позволяет считать сотни тысяч частиц в секунду. При этом, однако, ухудшается разрешение по энергиям, так как по ряду причин величина электронного импульса зависит не только от энергии частицы, но и от того, через какой участок камеры прошла частица.

В импульсной ионизационной камере измеряется и энергия заряженной частицы, но с довольно низкой точностью, обусловленной в основном малостью выходного импульса.

Ионизационные камеры используются для регистрации не только заряженных, но и нейтральных частиц — γ -квантов и нейтронов. Гамма-кванты производят ионизацию, выбивая быстрые электроны из стенок камеры и молекул газа. О нейтронных камерах будет рассказано ниже в § 5, п. 3.

Ионизационная камера является одним из старейших методов регистрации ядерных частиц. Сейчас ионизационные камеры непрерывного действия широко применяются для дозиметрии ядерных излучений (см. гл. XIII, § 1), для измерения интенсивности пучков γ -квантов из электронных ускорителей и для некоторых других измерений. Импульсные камеры в ядерной физике почти вытеснены другими, более совершенными типами детекторов.

4. *Газоразрядные счетчики* похожи на ионизационные камеры тем, что во всех этих детекторах рабочим веществом является газ, к которому приложено электрическое напряжение, а регистрируется импульс напряжения, возникающий в результате разряда в газе при прохождении частицы. Главное отличие газоразрядных счетчиков от ионизационных камер состоит в том, что в первых существенную роль играет вторичная ионизация, обусловленная столкновениями первичных ионов с атомами и молекулами газа и стенок.

Газоразрядные счетчики делятся на *пропорциональные* и *счетчики Гейгера — Мюллера*. В пропорциональном счетчике газовый разряд *несамостоятельный*, т. е. такой, который гаснет при прекращении внешней ионизации. В счетчике Гейгера — Мюллера, напротив, разряд *самостоятельный*, т. е. такой, который, возникнув, будет существовать и без внешней ионизации, если не принять специальных мер для его гашения.

Конструктивно газоразрядный счетчик представляет собой тонкостенную, обычно стеклянную герметичную камеру цилиндрической формы. С внутренней стороны камера покрыта тонким слоем металла, который служит катодом. Анодом служит тонкая (диаметром около 0,05 мм) металлическая нить, протянутая по оси цилиндра. Такая резкая асимметрия геометрии электродов приводит к тому, что электрическое поле очень велико в малой области вокруг анодной нити и мало в остальном пространстве внутри счетчика. Ниже мы увидим, что именно этой асимметрией обусловлены основные особенности процессов в газоразрядных счетчиках.

Схема счетчика изображена на рис. 9.11.

Рассмотрим физические процессы, происходящие в газоразрядных счетчиках. Эти процессы можно разделить на три стадии, которые мы и разберем по порядку:

а) *Первичная ионизация*. Эта ионизация возникает вдоль траектории заряженной частицы, проходящей через счетчик. Здесь важно отметить два момента. Во-первых, первичные ионы могут возникнуть в любой области трубки счетчика. Во-вторых, если трек

уместился внутри трубки, то число ионов пропорционально энергии частицы.

б) Вторичная ионизация. Первичные электроны и положительные ионы разгоняются электрическим полем и начинают двигаться к электродам, как и в ионизационной камере. Однако дальнейшие события разыгрываются в счетчике по-иному за счет асимметричной геометрии электродов. Электроны, движущиеся к аноду-нити, попадают в области очень больших электрических полей (силовые линии идут по радиусам и резко сгущаются у нити) и у самой нити резко ускоряются. В результате возникает вторичная ударная ионизация. Поле у самой нити столь велико, что выбитый электрон успевает разогнаться и произвести новую ионизацию, так что

процесс носит лавинный характер. На один первичный электрон в лавине ударных ионизаций образуются сотни, тысячи, а часто и больше вторичных частиц. Подчеркнем две особенности лавинного процесса. Во-первых, вторичная ионизация происходит в очень малой области радиусом порядка 10^{-2} см вокруг нити. Объем этой области ничтожен по сравнению с полным объемом счетчика. Поэтому

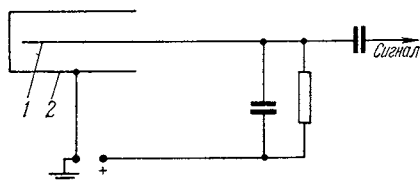


Рис. 9.11. Схема счетчика Гейгера — Мюллера.

1 — анод (нить), 2 — катод (стенки счетчика).

практически можно считать, что первичная ионизация всегда происходит вне этой области. Отсюда следует важный вывод о том, что любой первичный электрон вызывает лавину одной и той же величины. А так как число первичных электронов пропорционально энергии регистрируемой заряженной частицы, то полное количество электронов в лавине пропорционально энергии этой частицы. Это, однако, еще не означает, что импульс напряжения будет пропорционален энергии, так как мы еще не учли повторных лавин. Вторая особенность процесса развития лавины — малая длительность. Лавина развивается примерно за 10^{-8} с.

в) Повторные лавины. После первой лавины в счетчике могут возникнуть повторные, причем за счет двух различных механизмов. Первый механизм обусловлен быстро протекающими процессами. В начале развития лавины электроны возбуждают нейтральные молекулы, которые, возвращаясь в исходное состояние, испускают фотоны. Эти фотоны выбивают из катода путем фотоэффекта электроны, которые и являются родоначальниками новых лавин. Наиболее длительным этапом этого процесса является дрейф фотоэлектрона от катода к области развития лавин около нити. Поэтому порядок времени такого способа образования повторной лавины можно оценить, разделив радиус цилиндра счетчика (≈ 1 см) на среднюю

скорость электрона ($\approx 10^6$ см/с). В результате получим 10^{-6} с. Вторым механизмом повторных лавин обусловлен более медленными процессами. Он состоит в том, что положительные ионы, доходя до катода, выбивают из него электроны в процессе нейтрализации. Необходимая для выбивания энергия выделяется при нейтрализации иона, поскольку потенциал ионизации газа, заполняющего счетчик, всегда в несколько раз выше ионизационного потенциала металла катода (4—5 эВ). Например, энергия ионизации аргона равна 15,7 эВ, так что при нейтрализации иона аргона на катоде выделяется энергия около 11 эВ, которая более чем достаточна для выбивания электрона. Длительность процесса развития повторной лавины таким способом обусловлена временем движения положительных ионов к катоду и имеет порядок 10^{-4} с. Будет разряд самостоятельным или несамостоятельным, определяется тем, смогут ли два рассмотренных механизма вызывать повторные лавины неопределенно долгое время или нет. При достаточно высоком напряжении на счетчике в первых лавинах образуется столь большое число ионов, что, достигнув катода, они обязательно порождают новые электроны и тем самым новые лавины — разряд становится самостоятельным.

При самостоятельном разряде возникает проблема его гашения. Методы гашения самостоятельного разряда в счетчиках делятся на радиотехнические и основанные на добавлении в трубку многоатомных газов. В радиотехнических методах разряд гасится снижением напряжения на электродах.

Сейчас чаще используются радиотехнические схемы с активным гашением, в которых возникающий при разряде передний фронт импульса включает быстродействующие спусковые устройства, снимающие напряжение на счетчике. Совершенно иной механизм гашения возникает при добавлении в трубку многоатомных газов, например паров этилового спирта. Пары спирта сильно поглощают фотоны с энергиями, достаточными для выбивания фотоэлектронов из катода. При этом молекула спирта возбуждается и диссоциирует, но практически не испускает электронов. Поэтому повторные лавины за счет фотоэлектронов с катода возникнуть не могут. Подавляются и повторные лавины за счет положительных ионов. Именно, положительные ионы основного газа счетчика (например, аргона), двигаясь к катоду, сталкиваются с молекулами спирта. Ионизационный потенциал спирта (11,7 эВ) ниже ионизационного потенциала аргона (15,7 эВ). Поэтому при столкновении иона аргона с молекулой спирта энергетически выгодным является переход электрона к иону аргона с ионизацией молекулы спирта и нейтрализацией аргона. В результате до катода доходят только ионы спирта, которые при нейтрализации не выбивают электроны, а разваливаются. Счетчики, наполненные многоатомными газами, называются *самогасящимися*. В счетчиках, работающих в режиме

самостоятельного разряда с гашением, выходной импульс напряжения очень велик (до десятков вольт) и не зависит от начальной ионизации.

Перечислим достоинства и недостатки газоразрядных счетчиков.

Начнем с пропорциональных счетчиков. Эти счетчики работают в области несамостоятельного разряда, при котором выходной импульс пропорционален энергии регистрируемой частицы. Поэтому пропорциональный счетчик не только регистрирует частицу, но и измеряет ее энергию. Коэффициент газового усиления, т. е. число вторичных электронов на один первоначальный, в этих счетчиках не очень велик, порядка 10^2 — 10^4 . Импульс напряжения на счетчике достигает максимальной величины к моменту прихода ионов на катод.

Очевидно, что при работе с полным импульсом разрешающее время определяется временем дрейфа ионов к катоду. Это время, как мы только что видели, по порядку величины равняется 10^{-4} с. Его можно значительно уменьшить, если воспользоваться нелинейностью нарастания импульса. Оказывается, что скорость нарастания импульса является наибольшей в первые моменты отхода ионов от нити. Поэтому, работая на начальном участке импульса, можно достичь разрешающих времен 10^{-6} — 10^{-8} с при не очень малом выходном импульсе $\approx 10^{-2}$ В. Пропорциональные счетчики обладают практически стопроцентной эффективностью по отношению к заряженным частицам. Пропорциональные счетчики дешевы, просты в обращении. Однако область их применимости ограничивается тем, что треки длиннопробежных частиц не уменьшаются в счетчике, что препятствует измерению энергии этих частиц. Поэтому пропорциональные счетчики применяются только для регистрации и измерения энергии частиц весьма низких энергий. Пропорциональные счетчики применяют и для регистрации нейтронов (см. § 5, п. 2).

Счетчики Гейгера — Мюллера работают в режиме самостоятельного разряда с гашением. В этих счетчиках импульс очень велик (0,2—40 В) и не зависит от энергии регистрируемой частицы. Поэтому счетчики Гейгера — Мюллера только регистрируют частицу без измерения ее энергии. Разрешающее время этих счетчиков довольно велико: 10^{-3} — 10^{-5} с (в лучших — до 10^{-7} с). Особенно велико разрешающее время в счетчиках с радиотехническим (внешним) гашением. В счетчиках с многоатомными газами (внутреннее гашение) разрешающее время меньше, но зато срок их действия ограничен распадом многоатомных молекул (примерно 10^9 регистраций).

Важной технической характеристикой счетчика Гейгера — Мюллера является *счетная характеристика*, т. е. зависимость числа отсчетов от напряжения на счетчике. Эта характеристика имеет вид кривой с очень широким почти горизонтальным участком,

называемым плато (рис. 9.12). Счетчик тем лучше, чем шире плато и чем ближе оно к горизонтальному.

Эффективность регистрации заряженных частиц счетчиками Гейгера — Мюллера близка к 100%. Эти счетчики используются и для регистрации γ -квантов за счет вторичных эффектов (фотоэффект, комптон-эффект и рождение пар) на стенках. В этом случае важно правильно выбрать толщину стенки. Через слишком тонкую стенку квант пролетит беспрепятственно, а в толстой стенке выбитый квантом электрон задержится и не даст импульса в счетчик. Эффективностью газоразрядных счетчиков по отношению к γ -квантам не превышает 1—3%. Специально сконструированными газоразрядными счетчиками можно регистрировать фотоны очень низких энергий, ультрафиолетовые, видимого спектра и даже инфракрасные. Для регистрации фотонов от нескольких десятков кэВ и выше более эффективны рассматриваемые ниже сцинтилляционные и полупроводниковые счетчики.

Счетчики Гейгера — Мюллера дешевы, конструктивно хорошо разработаны, исключительно просты в эксплуатации (большой импульс), безотказны. Поэтому они широко используются в прикладной ядерной физике. Однако в самой ядерной физике эти счетчики вытесняются более совершенными методами регистрации.

5. Принцип действия сцинтилляционного (или, что то же, люминесцентного) счетчика основан на том, что в ряде веществ проходящие ядерные частицы вызывают сцинтилляционные вспышки видимого света, называемые сцинтилляциями. Это явление использовалось для регистрации заряженных частиц еще на заре ядерной физики. В качестве сцинтиллятора использовали сернистый цинк ZnS , а вспышки от отдельных частиц считали, наблюдая их просто глазом. Со временем этот метод был оставлен как малоэффективный. Главной причиной неэффективности явилось очень слабое разрешение по времени, которое у глаза не превышает 10^{-1} с (хотя в отношении чувствительности к свету глаз — прибор очень высокого качества). Однако в послевоенные годы сцинтилляционный метод регистрации снова возродился в связи с двумя важными усовершенствованиями. Во-первых, вместо непрозрачного сернистого цинка стали использовать вещества, прозрачные по отношению к собственному сцинтилляционному излучению. Это привело к тому, что эффективным в отношении регистрации стал весь объем сцинтиллятора, а не только его поверхностный слой. Во-вторых, для регистрации

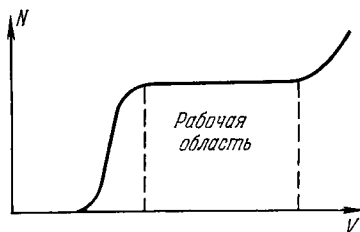


Рис. 9.12. Счетная характеристика счетчика Гейгера — Мюллера: зависимость числа N импульсов от приложенного напряжения V при постоянной интенсивности излучения.

вспышки вместо глаза стали использовать фотоэлектронные умножители (ФЭУ) — приборы исключительно быстродействующие и высокочувствительные.

На рис. 9.13 приведена схема типичного сцинтилляционного счетчика, в котором сцинтиллятором служит кристалл иодистого натрия NaI. Регистрируемая ионизирующая частица попадает в кристалл и тормозится в нем. Как и во всяком веществе, энергия частицы при торможении расходуется на ионизацию и возбуждение электронов в кристалле. В сцинтиллирующем кристалле энергия возбуждения частично выделяется в виде вспышки видимого света. Механизм образования вспышки сложен. Нетривиален также вопрос о том, почему сцинтиллятор может быть прозрачен по отношению к своему собственному излучению (казалось бы, спектр

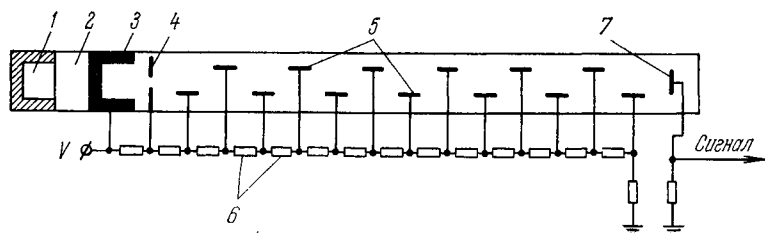


Рис. 9.13. Схема сцинтилляционного счетчика.

1 — сцинтиллятор, 2 — светопровод, связывающий сцинтиллятор с ФЭУ, 3 — фотокатод, 4 — диафрагма, 5 — диноды, 6 — делители напряжения, 7 — анод.

поглощения должен быть подобен спектру испускания). Эти относящиеся к оптике и физике твердого тела вопросы мы рассматривать не будем. Для нас важно лишь то, что вспышка происходит за $2 \cdot 10^{-7}$ с и уносит в хороших кристаллах несколько процентов полной энергии первичной частицы. Фотоны вспышки попадают на прилегающий к кристаллу фотокатод ФЭУ (рис. 9.13). Не прилегающие к ФЭУ грани кристалла покрыты отражающим (внутри) экраном, так что до фотокатода доходят почти все фотоны вспышки. Количество этих фотонов оказывается примерно пропорциональным энергии первичной частицы.

Фотоны вспышки, попадая на фотокатод, выбивают из него фотоэлектроны. Эти фотоэлектроны внутри ФЭУ специальными электрическими полями фокусируются и направляются на промежуточный электрод, называемый динодом. Материал динода выбирается таким, чтобы на нем интенсивно шла вторичная электронная эмиссия. В среднем каждый электрон, падающий на динод, выбивает из него от 3 до 10 новых электронов. С первого динода поток электронов поступает на второй динод и т. д. Всего в ФЭУ устанавливается примерно 10—20 динодов, что позволяет усиливать поток электронов в 10^5 — 10^8 раз. Замечательной особенностью ФЭУ является

хорошо соблюдаемая линейность усиления. С последнего динода усиленный поток электронов поступает на анод, создавая электрический импульс, регистрируемый радиотехническими методами.

Преимущества сцинтилляционных счетчиков таковы. Во-первых, у них высока эффективность регистрации, равная почти 100% для заряженных частиц и 30% для γ -квантов. Во-вторых, у сцинтилляционных счетчиков очень малое разрешающее время, предел которого определяется длительностью люминесцентной вспышки. Продолжительность вспышки зависит от вещества сцинтиллятора. Для неорганических кристаллов, таких как NaI, это время имеет порядок 10^{-7} с, для органических кристаллов (антрацен, нафталин) — примерно 10^{-8} с, для пластических сцинтилляторов доходит до 10^{-9} с. Поэтому неорганические и особенно пластические сцинтилляторы особенно хороши там, где требуется высокое разрешение по времени. Третьим преимуществом люминесцентного счетчика является возможность измерения энергии как заряженных частиц, так и γ -квантов. Для измерения энергии более пригодны неорганические кристаллы, так как в органических кристаллах и пластиках плохо выполняется линейность зависимости интенсивности вспышки от энергии первичной частицы. Но даже и в счетчиках с неорганическими кристаллами энергия измеряется с точностью порядка 10% в области энергий от сотен кэВ и выше и с точностью порядка 50% в области десятков кэВ. Сцинтилляционным счетчиком можно измерять не только энергию, но и скорость тяжелых заряженных частиц с энергиями в области десятков МэВ. Для этого используется тонкий кристалл. В таком кристалле измеряется не вся энергия частицы, а лишь потеря энергии на расстоянии толщины кристалла, т. е. $-dE/dx$. А это и есть измерение скорости (см. гл. VIII, § 2, формула (8.24)). Если же на пути частиц поставить комбинацию из тонкого и толстого кристаллов, то можно измерить энергию и скорость, т. е. энергию и массу. Таким путем можно легко отделять, например, протоны от дейтронов, измеряя в то же время энергии и тех, и других частиц. Как недостаток сцинтилляционных счетчиков отметим то, что с ними труднее работать, чем с газоразрядными. Например, кристалл NaI очень гигроскопичен и боится больших потоков света. Поэтому этот кристалл приходится тщательно герметизировать и экранировать от наружного освещения. Сцинтилляционный счетчик сейчас является одним из основных типов детекторов как в самой ядерной физике, так и в ее технических приложениях. В сцинтилляционных счетчиках в качестве рабочего вещества иногда используются жидкие прозрачные сцинтилляторы, которые могут иметь неограниченно большой эффективный объем (вырастить большой кристалл трудно).

Именно с помощью жидкого сцинтиллятора в 1956 г. Рейнесу и Коуэну удалось впервые зарегистрировать одну из разновидностей нейтрино, а именно электронное антинейтрино (см. гл. VI, § 4). В этом фундаментальном опыте

наблюдалась реакция



Теоретическая оценка давала для этой реакции сечение $\sigma_{\text{теор}} \approx 6 \cdot 10^{-44}$ см² (для антинейтрино, вылетающих из реактора), что примерно на 20 порядков ниже сечений, обычно измеряемых в ядерной физике. Эти 20 порядков были выиграны за счет следующих факторов. Во-первых, в качестве источника был использован мощный реактор, дававший поток антинейтрино, равный примерно 10^{13} частиц/см²·с. Во-вторых, для регистрации был использован жидкий сцинтиллятор с колоссальным объемом 5000 литров. В-третьих, вся установка была помещена глубоко под землей и отделена мощной защитой от реактора. В результате фон от космических лучей и от других (не антинейтринных) излучений из реактора был столь низким, что можно было регистрировать очень редкие события. В опыте был использован жидкий сцинтиллятор с высоким содержанием водорода и обогащенный кадмием. На ядрах водорода шла реакция (9.22). Возникающий в этой реакции позитрон аннигилировал с электроном вещества на два γ -кванта (см. гл. VII, § 6), дававших первую вспышку. Нейтрон за несколько микросекунд замедлялся до надтепловых скоростей, после чего захватывался кадмием (см. гл. XI, § 3, п. 4). Получившееся ядро, возбужденное при захвате на 9,1 МэВ, испускало каскад γ -квантов, которые давали вторую вспышку. Эти пары вспышек регистрировались схемой запаздывающих совпадений (см. ниже § 6, п. 3), что позволяло уверенно отделять нужные события от фоновых излучений. Регистрировалась примерно 3 события в час, и проведение всего опыта заняло около полугода. В результате для экспериментального сечения было получено значение $\sigma_{\text{эксп}} = (11 \pm 4) \cdot 10^{-44}$ см², хорошо согласующееся с теоретическим. Это — самое маленькое сечение, измеренное человеком.

6. Свообразным по принципу действия является *черенковский счетчик*. Принцип его действия основан на эффекте Черенкова. Этот эффект, как мы уже говорили в гл. VIII, § 5, п. 5, состоит в том, что заряженная частица, движущаяся в среде со скоростью v , превышающей фазовую скорость света c/n (n — показатель преломления),

$$v > c/n, \quad (9.23)$$

испускает электромагнитное излучение, даже если она движется равномерно и прямолинейно. Отличительной особенностью черенковского излучения является его острая направленность. Практически все излучение выходит в тонкой поверхности конуса под углом θ относительно движения частицы (см. рис. 8.10). Угол θ определяется соотношением

$$\cos \theta = c/vn. \quad (9.24)$$

Черенковское излучение пучка частиц при хорошей аккомодации глаза в темноте можно наблюдать визуально (именно так оно и было открыто). С помощью фотоумножителя можно уверенно регистрировать излучение отдельной частицы. Это и сделало возможным создание черенковского счетчика, главными частями которого являются прозрачный радиатор, т. е. вещество с нужным коэффициентом преломления, и регистрирующий ФЭУ.

Согласно (9.24), зная угол θ , можно определить скорость частицы. При известной массе измерение скорости равносильно измерению

энергии частицы. Если же масса частицы не известна, то ее можно определить, измерив независимо энергию частицы. Отсюда ясно, что основное назначение черенковских счетчиков — это измерение энергии частиц и разделение частиц по массам. Черенковские счетчики нашли широкое применение в физике высоких энергий. Они особенно удобны тем, что черенковское излучение имеет нижний порог по скорости частицы. Именно, согласно (9.24) излучения нет, если

$$v < c/n.$$

Для того чтобы понять, как используется пороговое свойство, рассмотрим типичную для физики высоких энергий ситуацию, когда из мишени вылетают пионы и протоны, причем скорости пионов больше скорости протонов: $v_\pi > v_p$. Если выбрать показатель преломления радиатора так, чтобы

$$v_\pi > cn > v_p,$$

то черенковское излучение будут давать только пионы. Поэтому, включив черенковский счетчик в схему совпадений или антисовпадений (см. ниже § 6, п. 3), скажем, с обычным сцинтилляционным счетчиком, мы будем регистрировать соответственно либо только пионы, либо только протоны.

Чувствительность и разрешающее время у черенковских счетчиков такие же, как у сцинтилляционных, т. е. очень хорошие. Разрешение по скоростям $\Delta v/v$ (т. е. по энергиям) имеет порядок 10^{-3} , а в лучших образцах доходит до 10^{-5} . Это позволяет отделять пионы, каоны и протоны друг от друга даже при энергиях порядка десятков ГэВ, когда углы θ для различных частиц очень мало отличаются друг от друга.

7. С конца сороковых годов в различных лабораториях мира разрабатывались счетчики, в которых рабочим веществом является полупроводник. Но только к концу пятидесятых годов удалось настолько преодолеть различные технологические трудности, что полупроводниковые счетчики стали конкурентоспособными по отношению к другим регистрационным приборам.

Подробное рассмотрение физических процессов в полупроводниках завело бы нас слишком далеко в зонную теорию твердого тела. Поэтому ограничимся перечислением нужных нам свойств полупроводников без обсуждения механизма явлений. Хорошо (до $10^{-5}\%$ и выше) очищенный от примесей полупроводниковый кристалл при комнатных температурах имеет ничтожно малую (по сравнению с металлами) электропроводность. Все электроны находятся в связанных состояниях. Для выбивания электрона ему надо сообщить энергию выше некоторой пороговой. Пороговая энергия имеет порядок 1 эВ (0,7 эВ для германия Ge и 1,1 эВ для кремния Si). В среднем на образование пары ионов в полупроводнике тратится энергия примерно 3 эВ — на порядок меньше, чем

в газе. Выбитый электрон может свободно передвигаться и тем самым переносить ток. Оставшееся после выбивания электрона пустое место называется дыркой. Дырка имеет положительный заряд (потому что до выбивания электрона суммарный заряд в этом месте равнялся нулю) и также может передвигаться, т. е. переносить ток. Таким образом, в полупроводнике могут быть как отрицательные, так и положительные носители тока.

При наличии даже небольшого количества примесей определенного вида электрические свойства чистого проводника резко меняются. Примеси одного вида приводят к появлению свободных электронов. Такой полупроводник называется *донорным*, или полупроводником *n-типа*. Примеси другого вида создают свободные

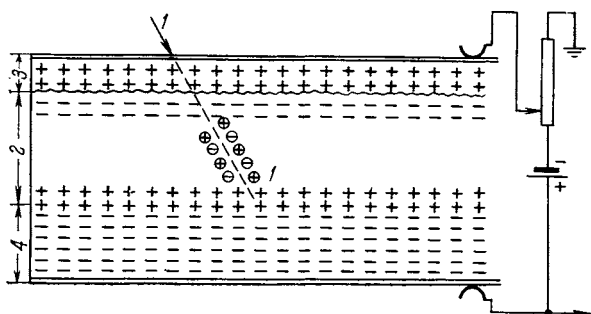


Рис. 9.14. Схема полупроводникового счетчика с *p-n*-переходным слоем.

1 — траектория заряженной частицы, 2 — область *p-n*-перехода, 3 — *p*-слой, 4 — *n*-слой.

дырки. В этом случае полупроводник называют *акцепторным*, или полупроводником *p-типа*. В обоих случаях появляется заметная электропроводность. Но носители тока у доноров заряжены отрицательно, а у акцепторов — положительно. Именно на этом различии знаков носителей и основано действие полупроводниковых устройств.

Основной частью полупроводникового счетчика является монокристалл величиной с небольшую монету. Кристалл обработан так, что он является с одной стороны донором, а с другой — акцептором с тонким (от сотен микрон до 5 мм) переходным слоем. Иначе говоря, кристалл представляет собой полупроводниковый диод. На кристалл подается электрическое напряжение, причем *p*-слой подсоединяется к отрицательному электроду (рис. 9.14). При таком знаке напряжения все носители оттягиваются от переходного слоя, так что диод заперт. Тока нет. Если же через переходный слой проходит быстрая заряженная частица, то образованные при торможении электроны и дырки оттягиваются к электродам, создавая электрический импульс, пропорциональный количеству ионов. Мы видим, что полупроводниковый счетчик работает как ионизационная

камера, с тем отличием, что рабочей средой является не газ, а твердое тело. Так как средняя энергия ионизации в полупроводнике на порядок меньше, чем в газе, то возникающие при регистрации импульсы будут соответственно на порядок выше, что облегчает регистрацию и увеличивает точность измерения энергии, доходящую до долей процента. Малые размеры рабочей области приводят к тому, что разрешающее время может быть доведено до 10^{-7} с. Недостатком полупроводникового счетчика является малая толщина рабочей области. Это не позволяет применять такие счетчики для измерения высоких энергий частиц.

Но в области низких энергий (электроны до 2 МэВ, протоны до 20 МэВ) полупроводниковые счетчики обладают практически стопроцентной эффективностью, хорошим разрешением по времени и превосходят счетчики других типов по компактности и точности измерения энергии.

8. Старейшим типом следового детектора является *камера Вильсона* (1912 г.). В этой камере рабочим веществом является переохлажденный, т. е. находящийся в неустойчивом агрегатном состоянии, пар (вода, этиловый спирт). Регистрируемая заряженная частица конденсирует пар на своем пути, оставляя след (трек) из тумана. Трек наблюдается визуально или фотографируется.

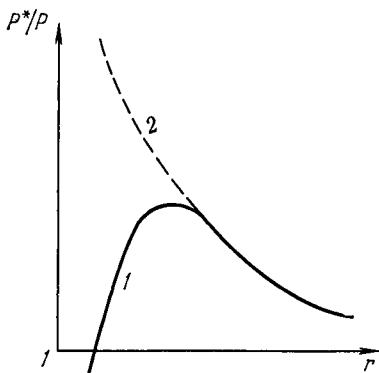


Рис. 9.15. Зависимость отношения давления насыщающих паров над каплей (P^*) и над плоской поверхностью (P) от радиуса нейтральной (кривая 2) и заряженной (кривая 1) капли.

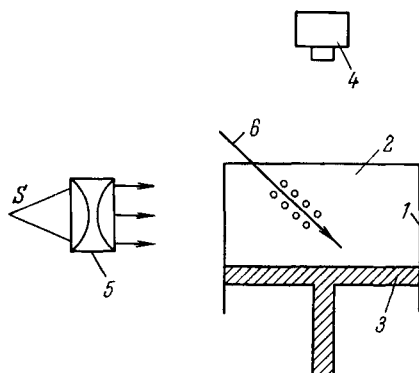


Рис. 9.16. Схема камеры Вильсона.

1 — стеклянный цилиндр, 2 — рабочий объем камеры, 3 — поршень, 4 — фотографическое устройство, 5 — источник света, б — траектория заряженной частицы.

Остановимся на физике образования капель тумана. В переохлажденном паре из-за случайных флуктуаций возникают капли малого размера. Однако давление пара над каплей отличается от давления над плоской поверхностью на величину давления поверхностного натяжения, обратно пропорционального радиусу капли. Это дополнительное поверхностное натяжение стремится испарить каплю и препятствует конденсации при небольших пересыщениях и хорошей очистке от пыли-

нок и других крупных центров конденсации. Если же капля заряжена, то на ее поверхности действуют еще электростатические силы отталкивания, уменьшающие давление. Различие между нейтральной и заряженной каплей проиллюстрировано на рис. 9.15 графиком зависимости величины P^*/P от радиуса капли r . Через P обозначено давление пара над плоской поверхностью, а через P^* — над каплей. Из этого графика видно, что при достаточно малых размерах давление пара над заряженной каплей может стать даже меньше, чем над плоской поверхностью. Поэтому, меняя давление, пересыщение в камере можно подобрать так, что капли будут образовываться только там, где есть ионы.

Типичная схема камеры Вильсона изображена на рис. 9.16. Стекланный цилиндр I наполнен нейтральным газом, обычно гелием или аргоном, в который добавлено необходимое количество паров воды (часто в смеси с парами спирта). Снизу в цилиндр вставлен поршень 3 , которым меняют давление в камере. В рабочем объеме создают довольно сильное (десятки В/см) постоянное электрическое поле, отсасывающее случайно возникающие (за счет космических лучей и др.) ионы. Сбоку камера подсвечивается интенсивным импульсным осветителем 5 . Сверху располагается фотокамера 4 (обычно стереоскопическая).

В камере происходят следующие процессы:

а) До включения рабочего цикла давление в камере таково, что пар не пересыщен, но близок к насыщению. Камера непрерывно очищается от случайных ионов отсасывающим полем. Перед самым началом рабочего цикла отсасывающее поле выключается (иначе оно размает трек).

б) Рабочий цикл начинается быстрым, т. е. адиабатическим, расширением газа примерно на 20%. Пар становится пересыщенным. На траекториях частиц, прошедших через камеру после снятия очищающего поля, образуются треки из тумана.

в) Треки освещаются и фотографируются.

г) Камера возвращается в исходное состояние.

Камера может давать 1—3 расширения в минуту, причем в рабочем состоянии камера находится лишь от 1 до 0,1% общего времени. Разработаны камеры с дополнительным сжатием после фотографирования, в которых удается получить до 6 расширений в минуту.

В камере фотографируются треки всех частиц, прошедших через рабочий объем за время между снятием отсасывающего поля и фотографированием. Треки имеют толщину до 1 мм, так что фотографирование их не сопряжено с какими-либо трудностями. При обработке треков извлекается следующая информация

о ядерных реакциях. Прежде всего по геометрии треков устанавливается количество участвовавших в реакции заряженных частиц и направления их движения. Так, на фотографии рис. 9.17 видно, что один из пионов (π_3) испытал упругое рассеяние. Во-вторых, если весь трек умещается в камере, то по величине пробега можно установить энергию частицы (см. гл. VIII, § 2). В-третьих, сосчитав количество капель на единицу длины трека, можно определить плотность ионизации, т. е. величину потерь (см. гл. VIII, § 2). По потерям можно определить скорость частицы, т. е. массу при известной энергии, либо наоборот, энер-

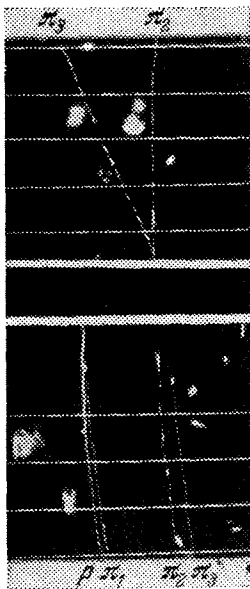


Рис. 9.17. Фотография нескольких событий в камере Вильсона.

В центре камеры находится графитовая пластинка. Пион π_1 (340 МэВ) образовал звезду. На это указывает вылетевший назад протон. Пион π_2 пролетел пластинку, не столкнувшись с ядром, пион π_3 испытал упругое рассеяние на ядре.

гию при известной массе. Но это еще не все. Камеру почти всегда помещают в сильное магнитное поле (это важнейшее усовершенствование принадлежит П. Л. Каплине и Д. В. Скобельцыну, 1923), что дает возможность по кривизне трека определять с помощью формулы (9.2) знак заряда и импульс частицы. Это позволяет определять (по счету капель и измерению кривизны) энергию и массу частицы даже в том случае, когда трек не умещается в камере, т. е. для энергий вплоть до сотен МэВ. С помощью камеры Вильсона в магнитном поле Д. В. Скобельцын в 1927 г. установил наличие в космических лучах заряженных частиц релятивистских энергий (по «негнувшимся» трекам). С этих фундаментальных опытов датируется возникновение физики элементарных частиц высоких энергий. Большим достоинством камеры Вильсона является ее управляемость — свойство, присущее далеко не всем следовым регистраторам. Управляемость состоит в том, что камеру Вильсона могут приводить в действие другие детекторы. Например, перед камерой можно поставить счетчик Гейгера — Мюллера и сделать так, что камера будет срабатывать только тогда, когда через счетчик прошла частица. Возможность управления обусловлена тем, что возникшие при пролете частицы микрокапли живут и не растаскиваются отсасывающим полем достаточно долго, так что можно успеть произвести расширение. Свойство управляемости делает камеру Вильсона очень гибким прибором для регистрации редких событий, например, в космических лучах. Немалым преимуществом камеры Вильсона является ее относительная простота и дешевизна. Простейшую камеру можно изготовить в школьной лаборатории.

К серьезным недостаткам камеры Вильсона относится ее малый эффективный объем. Обычно камера имеет размер порядка 20 см — расстояние для пробегов частиц в газе очень небольшое. В камерах больших размеров трудно производить быстрое расширение, не вызывая сильных турбулентных движений газа, безнадежно искажающих трековую картину. Наибольшая камера имеет размер 180 см. Для того чтобы хоть как-то наблюдать длиннопребные частицы, в камеру ставят серию параллельных металлических или иных пластин. Проходя сквозь пластины, частица сильно замедляется, так что ее пробег резко укорачивается. Действие пластин показано на фотографии (рис. 9.18), где изображено развитие в них ливня, образованного космической частицей. Серьезной трудностью в работе с камерой Вильсона является большая длительность и трудоемкость обработки, связанная с проявлением и просмотром огромного количества фотоснимков.

Интересной разновидностью камеры Вильсона является диффузионная камера. Рабочим веществом в диффузионной камере тоже является пересыщенный пар, но состояние пересыщения создается не адиабатическим расширением, а диффузией непрерывного потока паров спирта от нагретой до 10—20 °С крышки ко дну, охлаждаемому (твердой углекислотой) до — (60—70) °С. В нижней части камеры имеется слой пересыщенного пара. Толщина слоя примерно 5 см. В этом слое проходящие заряженные частицы создают треки, которые за 3—5 с уходят вниз. В отличие от вильсоновской, диффузионная камера работает непрерывно. Отсутствие движущегося поршня позволяет создавать в диффузионной камере давления до 30—40 атм, что значительно увеличивает эффективный объем.

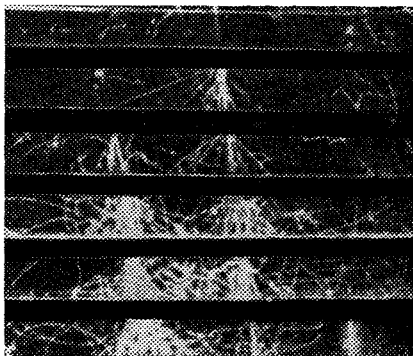


Рис. 9.18. Ливни, генерированные в медных пластинках космической частицей.

Снимок события в камере Вильсона.

Камера Вильсона впервые сделала непосредственно видимыми глазом следы элементарных частиц. С помощью камеры Вильсона был выполнен целый ряд работ фундаментального значения. Так, именно в камере Вильсона впервые были обнаружены позитрон, мюон (который долгое время принимали за пион, см. гл. VII, § 3), гипероны, каоны. Сейчас камера Вильсона используется главным образом как эффектный демонстрационный прибор.

9. В следовой камере рабочим веществом может быть не только пересыщенный пар, но и перегретая (выше точки кипения) жидкость. Такая камера называется *пузырьковой* (Д. Глэзер, 1952), так как трек заряженной частицы образуется пузырьками пара. Запускается пузырьковая камера так же, как и камера Вильсона — резким сбросом давления, переводящим жидкость в неустойчивое перегретое состояние. Механизм образования пузырьков точно не известен. Скорее всего главными факторами здесь являются электростатические силы и локальный перегрев жидкости вдоль трека. В пузырьковой камере требуется высокая чистота жидкости. Жидкость, конечно, должна быть прозрачной, так как иначе треки нельзя фотографировать. Чаще всего используются жидкие водород, пропан, ксенон.

Пузырьковые камеры имеют размеры от десятков сантиметров до двух и более метров. Например, камера-гигант на ускорителе в Батавии имеет размер 4,5 метра. Эффективный объем пузырьковой камеры очень велик, что делает ее уникальным прибором для исследования длинных цепей рождений и распадов частиц высокой энергии. Скорость работы пузырьковой камеры довольно велика — до десятков расширений в секунду, однако пузырьковая камера неуправляема — ее нельзя включить внешним счетчиком. Причина неуправляемости — слишком быстрое (10^{-7} с) рассасывание зародышей пузырьков в невключенной камере. Этот недостаток не так страшен, поскольку пузырьковые камеры используются только в работах на ускорителях очень высоких энергий. Такие ускорители являются импульсными (см. § 2, п. 1), и пузырьковая камера включается синхронно с импульсами из ускорителя. Трудоемкость обработки очень большая; основное время тратится на изготовление и особенно обработку фотоматериалов.

Пузырьковые камеры, особенно большие, крайне дороги, трудны в изготовлении и сложны в эксплуатации. Поэтому такие камеры используются только там, где без них нельзя обойтись — для детального исследования сложных многокаскадных процессов с элементарными частицами очень высоких энергий, а также для регистрации очень редких событий, например нейтринных реакций (рис. 9.19).

В качестве еще одного примера использования пузырьковой камеры можно указать сделанную в ней фотографию, на которой была впервые зарегистрирована новая элементарная частица Ω -гиперон (см. рис. 7.2).

10. Самым дешевым следовым регистратором являются *толсто-слойные фотоэмульсии*. Фотоэмульсии для регистрации ядерных частиц отличаются от обычных более высокой чувствительностью и большей толщиной — сотни микрон вместо обычных 10 мкм. Пластины со слоем эмульсии ставятся на пути исследуемых частиц, после чего проявляются. После проявления вдоль траектории заряженной частицы появляется черный след, образованный зернами металлического серебра. Зерна имеют размер 0,3 мкм, так что

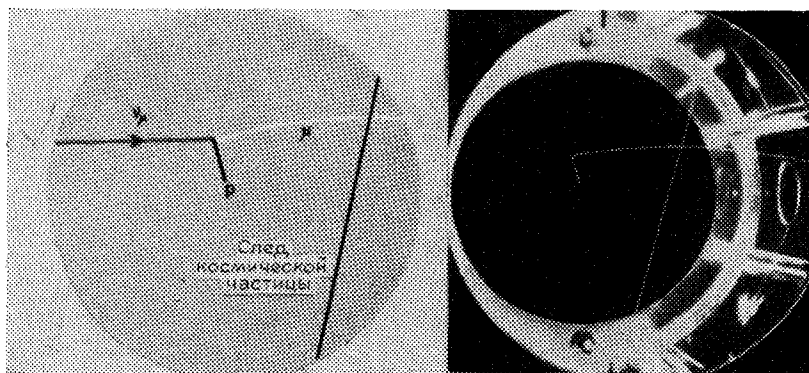


Рис. 9.19. Фотография треков частиц в пузырьковой камере, участвующих в процессе $\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{-} + p$. Слева дана расшифровка процесса.

их можно видеть в микроскоп с увеличением 500—1000. Характер информации, получаемой при использовании эмульсии, — такой же, как и в следовых камерах: измерение пробега дает энергию при известной массе, а измерение плотности зерен дает потери, т. е. скорость частицы. Фотопластинки можно помещать в магнитное поле. Однако поле требуется очень сильное из-за малой длины треков. По фоточувствительности эмульсии бывают различными. Наиболее употребительны эмульсии, четко регистрирующие протоны и другие тяжелые частицы и не регистрирующие электроны. Но существуют также малочувствительные эмульсии, регистрирующие только осколки деления, и высокочувствительные эмульсии, регистрирующие электроны. Главным недостатком эмульсионного метода регистрации является очень большая трудоемкость обработки, обусловленная тем, что каждую пластинку приходится подолгу просматривать под сильным микроскопом.

Ядерные эмульсии используются в ядерной физике, физике элементарных частиц и во многих прикладных исследованиях.

11. Общим для счетчика любого вида преимуществом является немедленность регистрации, т. е. отсутствие последующей обработки. С другой стороны, общим преимуществом всех следовых регистраторов является полнота информации о траекториях заряженных частиц. Оба эти преимущества объединены в *искровой камере*. Схема обычной искровой камеры приведена на рис. 9.20. Ее главная часть похожа на многослойный плоский конденсатор. Она состоит из набора близких (несколько мм друг от друга) плоскопараллельных электродов площадью до 1 м^2 , соединенных через один. Половина электродов заземлена, а на другую половину в момент прохождения

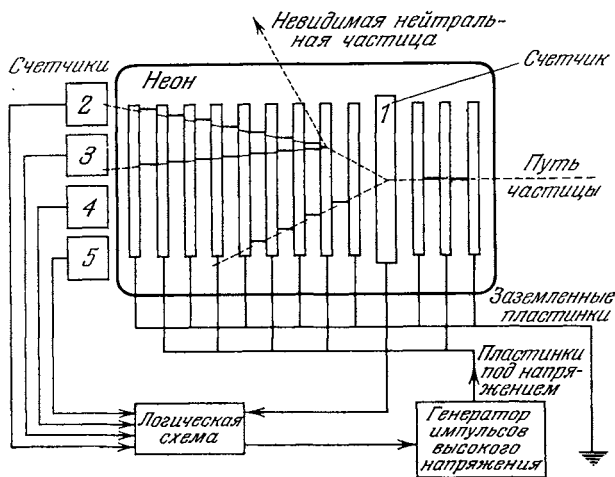


Рис. 9.20. Схема искровой камеры.

частицы подается короткий высоковольтный импульс величиной порядка десятков кВ/см. При этом между электродами в местах пролета ионизирующей частицы возникают искровые разряды. Искры можно не только фотографировать, но и регистрировать двумя (для стереоскопичности) ультразвуковыми детекторами, сигналы с которых подаются на вход вычислительной машины, запрограммированной на отбор нужных событий с последующим расчетом всех необходимых характеристик исследуемых реакций. Это дает возможность не тратить времени на обработку фотографий. На «запоминание» одного события вычислительная машина тратит ничтожно малое время порядка 1 мкс , что позволяет работать с очень интенсивными пучками частиц.

Искровые камеры обладают и рядом других ценных качеств. Их эффективный объем ничем не ограничен. Рабочий объем камеры складывается из отдельных «кирпичей», каждый из которых представляет собой небольшую камеру. Количество же «кирпичей»

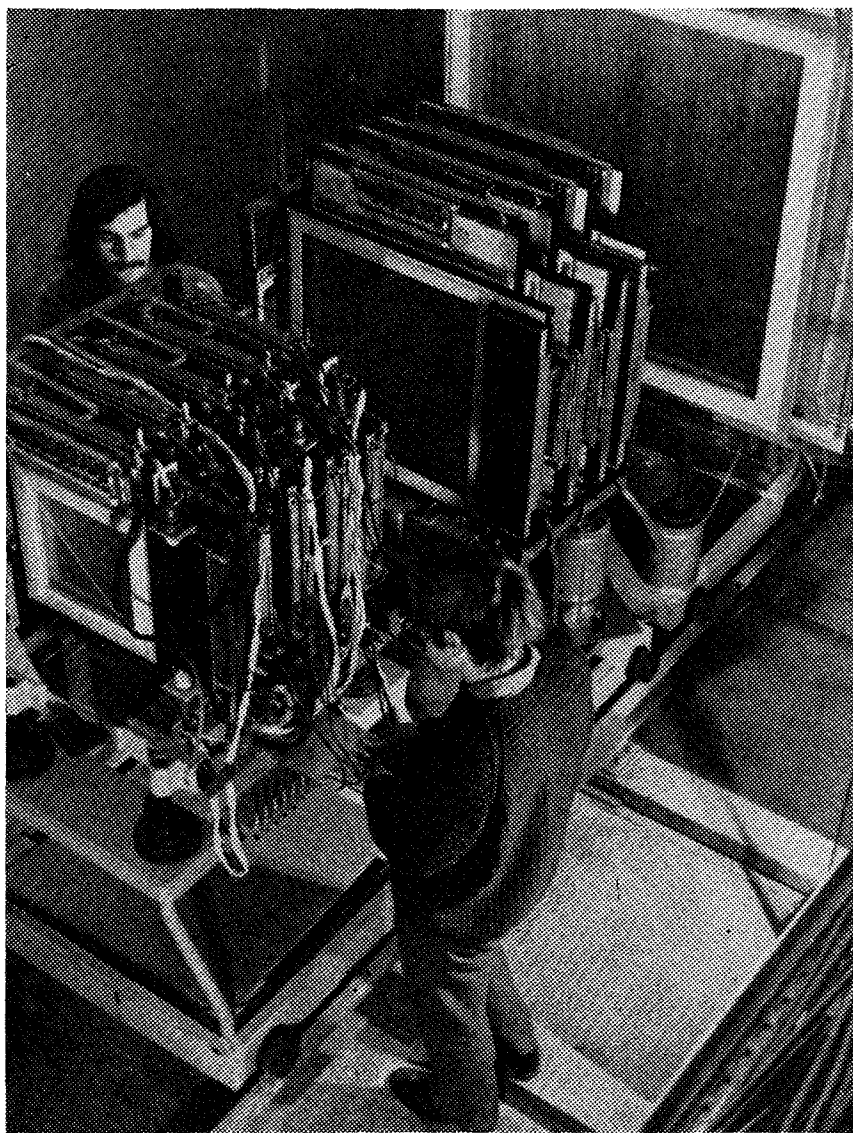


Рис. 9.21. Пакеты искровых проволочных камер, устанавливаемых на Серпуховском ускорителе (СССР).

может быть любым. Чуть ниже мы опишем опыт, в котором искровая камера весила 10 тонн. У искровых камер очень быстрый рабочий цикл, примерно 10^{-2} с, так что камера может совершать сотни циклов в секунду. В отличие от пузырьковой камеры, искровая камера управляема, т. е. может включаться внешними счетчиками. Недостатком искровой камеры является значительно меньшая точность, чем у пузырьковой, поскольку трек частицы создается отдельными искрами, число которых равно числу пересекаемых частицей пластин, т. е. невелико. Кроме того, и сами искры сравнительно толстые.

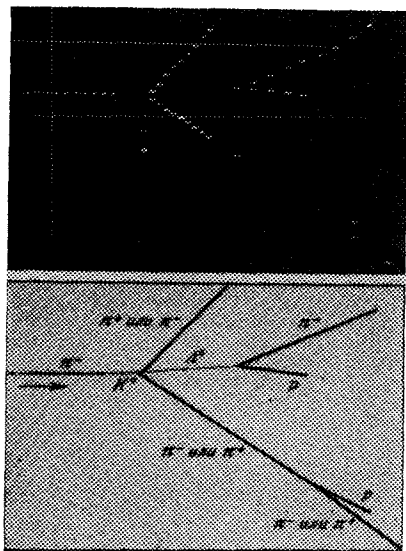


Рис. 9.22. Снимок события в искровой камере.

На схеме внизу отождествлены заряженные частицы, оставившие следы в камере.

в физике высоких энергий для изучения сложных многокаскадных процессов и для регистрации редких событий (рис. 9.22).

Электроды искровой камеры могут состоять из проволочек. В этом случае искровые разряды идут на отдельные проволочки, что существенно облегчает бесфильмовый съем информации. На рис. 9.21 приведен вид пакетов искровых проволочных камер, используемых в экспериментах на Серпуховском ускорителе.

Подобно пузырьковым камерам большие искровые камеры очень дороги. Они используются

В 1962 г. с помощью искровой камеры удалось (Л. Ледерман, Дж. Стейнбергер, М. Шварц, 1962; идея М. А. Маркова и Б. М. Понтекорво) произвести фундаментальный эксперимент, в котором было установлено отличие электронного нейтрино от мюонного (см. гл. VII, § 8). Как и во всех нейтринных экспериментах, трудности здесь обусловлены крайней малостью нейтринных сечений. Схема установки изображена на рис. 9.23. Пучок протонов с энергией 15 ГэВ (ускоритель в Брукхэвене, США), попадая на внутреннюю мишень, порождает различные вторичные частицы. Основную долю (90%) вторичных частиц составляют пионы. Эти пионы, пролетев 20 метров, попадали в железную стену (из старой корабельной брони) толщиной 10 м и с общим весом в несколько тысяч тонн. В стене заряженные пионы тормозились и распадались на мюоны и нейтрино. Мюоны, как заряженные частицы, стеной задерживались, а нейтрино свободно двигались дальше и попадали в громадную (по тем временам) искровую камеру из 90 алюминиевых пластин площадью по $1,5 \text{ м}^2$ и толщиной 2,54 см. Общий вес камеры составлял 10 тонн. Со всех сторон камера была защищена от космического излучения и других фоновых излучений толстой бетонной стеной, Ускоритель

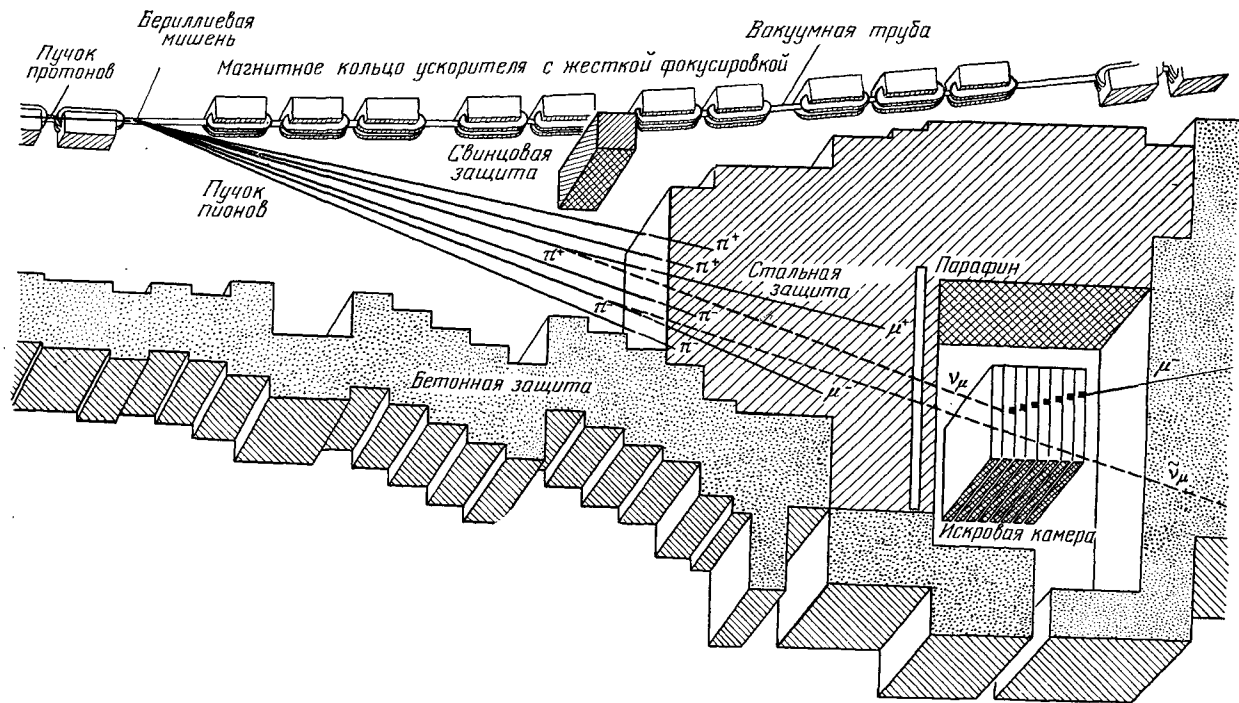


Рис. 9.23. Схема эксперимента, доказавшего существование двух типов нейтрино.

Мюонные нейтрино появлялись в распаде пионов: $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$ ($\bar{\nu}_{\mu}$).

каждые 12 секунд давал импульсы по $3 \cdot 10^{11}$ протонов. Камера включалась при каждом импульсе. Опыт продолжался полгода и занял 800 часов машинного времени. В результате было зарегистрировано 51 событие с рождением мюона и не было отмечено ни одного события с рождением электрона.

Из этих событий 29 относились к простейшей реакции



а остальные — к более сложным многочастичным процессам. Отсюда был сделан вывод, что нейтрино, возникающее при распаде пиона, может порождать мюон, но не электрон. Это и свидетельствует о различии мюонного и электронного нейтрино.

Позднее в Женеве с помощью аналогичной, но существенно усовершенствованной методики (фокусировка пионов и др.) удалось зарегистрировать около 10 000 реакций под действием нейтрино. Почти во всех этих реакциях рождались мюоны. Лишь в нескольких случаях наблюдалось рождение электронов, по-видимому, за счет распада каонов.

Наряду с обычными искровыми камерами в физике высоких энергий широко применяются *стримерные* и *широкоззорные* искровые камеры. Обе камеры по своей конструкции напоминают плоский конденсатор с расстоянием между электродами порядка десятков сантиметров. Различаются камеры главным образом длительностью высоковольтного импульса. В широкоззорной искровой камере искровой разряд происходит вдоль трека ионизирующей частицы (рис. 9.24). Это замечательное свойство искрового разряда имеет место, однако, в том случае, если направление движения частицы составляет с направлением электрического поля угол не более $40\text{--}50^\circ$. При больших углах происходят множественные искровые разряды из точек трека на электроды, что не позволяет получить полную информацию о траектории.

В стримерной камере импульс напряжения является столь коротким (~ 20 нс $= 20 \cdot 10^{-9}$ с), что за время его действия в окрестности трека частицы успевают возникнуть только зародыши искры — стримеры. В результате трек частицы оказывается светящимся, но намного слабее, чем в широкоззорной искровой камере. Преимущество стримерной камеры состоит в 4π -геометрии — в возможности получения светящихся треков частиц, влетающих в камеру под любыми углами. Это особенно важно при регистрации последовательности распадов, а также при измерении импульсов частиц (камера помещается в магнитное поле, см. рис. 9.25). Широкоззорные камеры — искровые и стримерные — в иностранной литературе часто называют «русскими» камерами, поскольку они были разработаны в нашей стране (А. И. Алиханян, Т. Л. Асатиани, Б. А. Долгошеин, Б. И. Лучков, В. Н. Ройнишвили, Г. Е. Чиковани; 1970 г.).

12. За последнее десятилетие в физике высоких энергий широкое распространение получили *пропорциональные камеры*. С точки зрения принципов работы пропорциональная камера представляет собой систему параллельно расположенных независимых

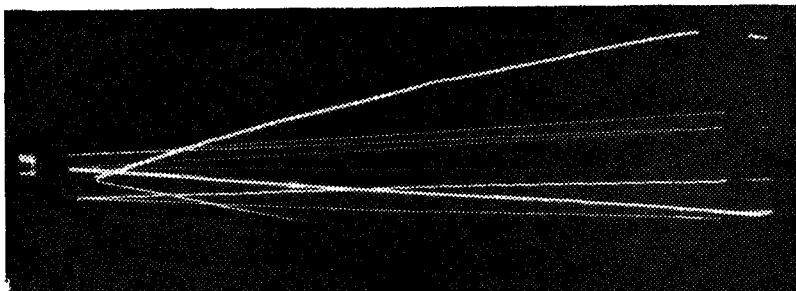


Рис. 9.24. Событие в широкоугольной искровой камере.

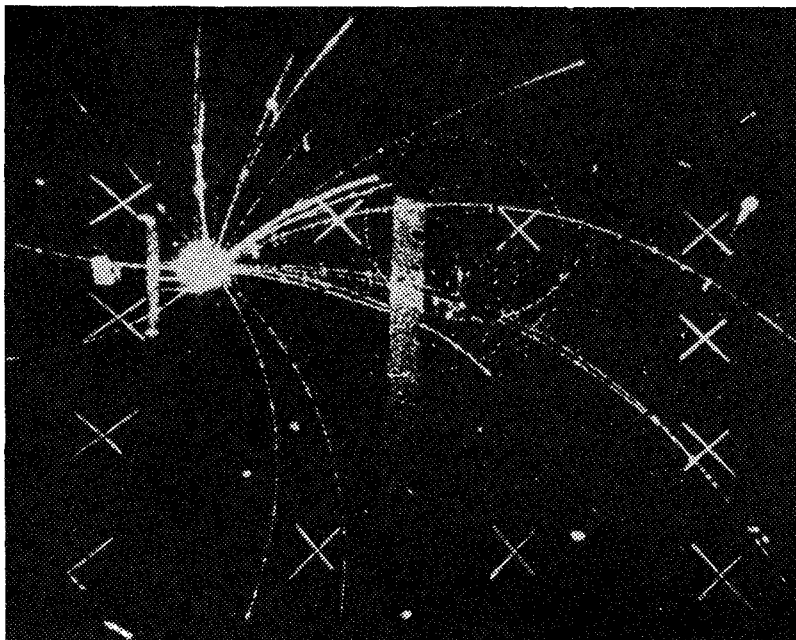


Рис. 9.25. Событие в стримерной камере.

Энергичная частица (тонкий след в левом верхнем углу) произвела «звезду» (светлое пятно). Светящиеся кресты и светлая полоса в центре рисунка — детали экспериментальной установки.

пропорциональных счетчиков (рис. 9.26). Конструктивно плоская пропорциональная камера в большинстве случаев состоит из двух плоскостей (фольговых или проволочных), между которыми расположены параллельные проволочки, называемые измерительными. На каждую из этих проволочек подается высокое (положительное по отношению к плоскостям) напряжение. Величина напряжения подбирается такой, чтобы в окрестности проволочки мог развиваться самостоятельный газовый разряд с газовым усилением $10^4 - 10^6$.

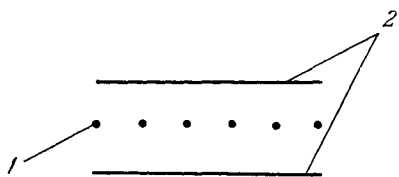


Рис. 9.26. Схема пропорциональной камеры.

1 — измерительные проволочки, 2 — катод.

При прохождении ионизирующей частицы через плоскость измерительных проволочек в окрестности проволочки, ближайшей к треку частицы, развивается лавинообразный процесс размножения электронов. В результате на этой проволочке возникает импульс напряжения. По положению проволочки, на которой возник импульс напряжения, можно судить о месте прохождения частицы, по величине им-

пульса — о произведенной частицей ионизации. Пропорциональные камеры могут быть разными по форме (например, цилиндрической) и размерам. Например, в Международном Физическом Центре (ЦЕРН) в Швейцарии установлена плоская камера площадью 17 м^2 , состоящая из 1414 позолоченных вольфрамовых проволочек диаметром 20 мкм, находящихся на расстоянии 3 мм друг от друга. Размещая несколько плоских пропорциональных камер одну за другой с взаимно перпендикулярными направлениями проволочек, можно получать информацию о траектории пролетевшей через камеру частицы. К очень важным достоинствам пропорциональных камер следует отнести относительно малое разрешающее время ($\sim 10^{-5} - 10^{-6} \text{ с}$) и, следовательно, высокое быстродействие, а также возможность измерения производимой частицей ионизации.

Пропорциональная камера является сложным и дорогим сооружением. Высокая стоимость камеры обусловлена в основном тем, что для каждой проволочки необходим свой усилитель импульса напряжения, поскольку сигнал с проволочки относительно невелик ($\sim 10^{-2} \text{ В}$).

§ 5. Регистрация нейтронов и других нейтральных частиц

1. Все существующие методы регистрации нейтральных частиц основаны на одном и том же общем принципе: нейтральная частица, взаимодействуя с веществом детектора, тем или иным способом образует заряженные частицы, которые затем регистрируются