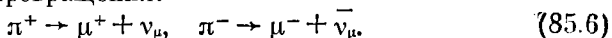


всех сортов: ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$, которые участвуют только в слабых взаимодействиях. Сильновзаимодействующие частицы в заметных количествах возникают при бомбардировке мишени пучком заряженных частиц из ускорителя очень высокой энергии. Из-за релятивистских эффектов подавляющая часть всех возникающих частиц летит вперед. Пучок заряженных частиц можно отклонить сильным магнитным полем и таким образом выделить пучок, состоящий из разных нейтральных частиц различной энергии. При энергиях первичного пучка до 700—800 МэВ в основном образуются нейтроны. При энергиях выше нескольких гигаэлектронвольт появляются нейтральные каоны и нейтральные гипероны и т. д. Нейтральные пионы образовать пучка не могут из-за слишком короткого времени жизни ($0,75 \cdot 10^{-16}$ с).

Нейтрино и антинейтрино подвержены только слабым взаимодействиям, а потому при столкновениях любых частиц с любыми мишенями рождаются в ничтожных количествах. Эти частицы рождаются при распадах. При β^- -распаде рождается электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$, при β^+ -распаде — электронное нейтрино ν_e . Мощным источником электронных антинейтрино является ядерный реактор, электронного нейтрино — Солнце. Мюонные нейтрино ν_μ и антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$ возникают в современных протонных ускорителях: при столкновении первичного пучка с мишенью сначала возникают заряженные пионы, а затем идут следующие превращения:



Из-за закона сохранения импульса при релятивистских скоростях все продукты распада в виде пучков летят в основном вперед. Если на пути пучков поставить достаточно толстую бетонную или железную стену, то все частицы будут поглощены, за исключением ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, которые беспрепятственно пройдут через нее (см. также § 74).

§ 86. Детекторы частиц

1. *Детекторами* называются приборы, служащие для регистрации частиц. Они разделяются на *счетчики* или *электронные детекторы*, вырабатывающие электрический импульс, когда в объем детектора попадает ионизирующая заряженная частица, и *трековые детекторы*, позволяющие не только зарегистрировать факт и момент прохождения заряженной частицы, но и оставить след (или трек) частицы, воспроизводящий ее траекторию. Это дает более полную информацию о движении частицы, процессах столкновения ее с другими частицами и пр. Созданы приборы с использованием электронных детекторов, позволяющие определять траектории большого числа заряженных частиц.

Незаряженные частицы сами ионизацию не производят. Но в этом случае ионизация, а с ней и соответствующие треки создаются *вторичными заряженными частицами*, возникающими при прохождении нейтральных частиц через вещество. Так действуют, например, γ -кванты, вырывающие электроны из атомов и молекул или стенок счетчика, а также нейтроны, вызывающие ядерные превращения с образованием заряженных частиц.

Счетчики регистрируют прохождение частицы через определенное место пространства с погрешностью до 1—0,1 см, а время прохождения — с погрешностью до 10^{-4} — 10^{-9} с. В некоторых счетчиках определяются и другие характеристики частицы: энергия, заряд, масса, скорость и пр.

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

В трековых детекторах след, оставленный заряженной частицей, тем или иным способом фиксируется. Еще совсем недавно (лет 10—20 тому назад) единственным способом регистрации треков было их фотографирование, обычно в двух проекциях. Обработка таких фотографий — весьма трудоемкий процесс. Сейчас все большее распространение получает так называемый безфильмовый метод, не использующий фотографию. В этом методе параметры трека непосредственно передаются на ЭВМ для последующей полной обработки. Это на несколько порядков сократило время обработки и увеличило объем материала, который можно обработать.

К трековым детекторам относятся *камеры Вильсона, пузырьковые камеры, толстослойные фотоэмульсии, широкозачорные искровые и стримерные, пропорциональные и дрейфовые камеры*.

Искровая и пропорциональная камеры действуют как совокупности большого числа мелких счетчиков. Эти камеры напоминают счетчики в том отношении, что информация в них выдается мгновенно, без последующей обработки. Но они напоминают и трековый детектор, так как по действию многих счетчиков можно установить и трек частицы.

2. Основные характеристики детекторов.

1) *Эффективность* — отношение числа частиц, зарегистрированных детектором, к общему числу прошедших через него частиц (в долях от единицы или в процентах).

2) *Пространственное разрешение* — погрешность, с которой детектор может фиксировать положение частицы в пространстве.

3) *Временное разрешение* (разрешающее время) — минимальный промежуток времени между прохождением двух частиц через детектор, когда сигналы от них еще не накладываются друг на друга. При меньших временах получится наложение сигналов, и две частицы будут регистрироваться детектором как одна частица.

4) *Время восстановления (мертвое время)* — время, за которое детектор, зарегистрировавший одну частицу, успевает вернуться в исходное состояние, чтобы быть готовым для регистрации следующей частицы. Частицы, прошедшие через детектор

Т а б л и ц а 14

Характеристики различных детекторов

Детектор	Пространственное разрешение, см	Временное разрешение, с	Время восстановления, с
Ионизационная камера	~ 1	10^{-8}	10^{-4}
Пропорциональный счетчик	~ 1	10^{-7}	10^{-5}
Счетчик Гейгера — Мюллера	~ 1	$> 10^{-9}$	10^{-4}
Сцинтиляционный счетчик	~ 1	10^{-9}	10^{-8}
Полупроводниковый детектор	< 1	10^{-9}	10^{-9}
Фотоэмульсионные эмульсии	10^{-4}	—	—
Камера Вильсона	10^{-1}	10^{-1}	10^{-3}
Пузырьковая камера	10^{-2}	10^{-3}	1
Искровая камера	10^{-2}	10^{-6}	10^{-3}
Пропорциональная камера	10^{-2}	10^{-7}	10^{-5}
Сгримерная камера	10^{-2}	10^{-6}	10^{-1}

за это время, не регистрируются. Время восстановления является мерой инерционности детектора. Оно ограничивает максимальную интенсивность пучка частиц, при которой частицы еще могут регистрироваться детектором.

В табл. 14 приведены ориентировочные характеристики различных детекторов.

3. Наиболее обширную группу электронных детекторов составляют *ионизационные детекторы*, основанные на ионизации молекул и атомов, производимой первичными или вторичными заряженными частицами. Одним из старейших детекторов этой группы является *ионизационная камера*, применявшаяся еще в первых опытах Резерфорда. Ионизационная камера представляет собой электрический конденсатор (плоский, цилиндрический или сферический), заполненный газом, между электродами которого приложена разность потенциалов. На рис. 154 приведена схема ионизационной камеры с цилиндрическим конденсатором. Ионизирующая частица, попадая в пространство между электродами, образует на своем пути электроны и ионы, которые перемещаются в электрическом поле и собираются на электродах. В цепи камеры появляется электрический ток, регистрируемый гальванометром *G*. Напряжение в камере подбирается таким

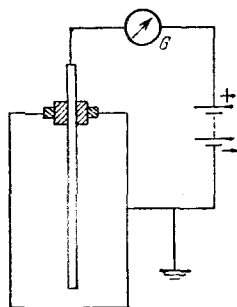


Рис. 154

(100—1000 В), 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, производимая частицей, если только ее пробег целиком уместится в камере. Полная же ионизация согласно § 80 определяет и энергию частицы. Ионизационные камеры обычных типов пригодны лишь для регистрации короткопробежных частиц, т. е. тяжелых нерелятивистских частиц, так как пробеги электронов и релятивистских частиц в камере не уместаются.

Ионизационные камеры бывают *токовыми* и *импульсными*. Токовые ионизационные камеры дают сведения об общем количестве ионов, образовавшихся в 1 с. Соответствующие токи обычно малы (10^{-10} — 10^{-15} А) и требуют усиления для регистрации. В импульсных ионизационных камерах регистрируются и измеряются импульсы напряжения на высокоомном сопротивлении R , которое должно быть включено в цепь вместо гальванометра G (рис. 154). Это напряжение появляется при прохождении через R ионизационного тока, вызванного движением частицы. Амплитуда и длительность импульса зависят от времени релаксации $\tau = RC$, где C — емкость конденсатора. Время релаксации τ должно быть велико по сравнению с временем собирания образовавшихся электронов на электродах, иначе электронный импульс рассосется уже во время его образования. Размеры ионизационных камер обычно порядка нескольких сантиметров. Скорость электронов при ионизации атома в тысячи раз превосходит скорость ионов. По этой причине электроны собираются на электродах примерно во столько же раз быстрее, чем ионы. Подбором сопротивления R можно добиться того, чтобы импульсы ионизационной камеры соответствовали бы сбору только электронов, а не ионов. Таким путем удастся уменьшить длительность импульса до 1 мкс.

Рассмотрим в качестве примера прохождение α -частицы с энергией 5 МэВ через импульсную ионизационную камеру, наполненную аргоном. Средняя энергия ионизации атома аргона 25 эВ. Поэтому до замедления α -частица производит $5 \cdot 10^6 : 25 = 2 \cdot 10^5$ пар ионов. В результате через камеру проходит количество электричества $Q = 2 \cdot 10^5 e = 2 \cdot 10^5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 3,2 \cdot 10^{-14}$ Кл. Если емкость конденсатора $C = 10^{-11}$ Ф, то ему соответствует импульс напряжения $V = Q/C = 3,2 \cdot 10^{-3}$ В. Так как сопротивление R высокоомное, то этот импульс напряжения почти весь приходится на R . Это весьма слабый импульс, поэтому он подается на вход усилителя. Наполнение камеры другим газом существенно ничего не меняет, так как средняя энергия, которая идет на образование одной пары ионов, для всех газов одного порядка (25—35 эВ). С другой стороны, увеличение импульса напряжения V за счет уменьшения емкости конденсато-

ра C может производиться также в ограниченных пределах, так как время релаксации $\tau = RC$, как мы видели, нельзя брать меньше определенной величины. Для составления ориентировочного представления о порядках встречающихся величин заметим, что при напряженности электрического поля 500 В/см в воздухе при нормальных условиях скорость дрейфа электронов равна примерно 10^6 , а ионов — только 10^3 см/с . При размерах камеры порядка нескольких сантиметров время собирания на электродах для электронов составляет 10^{-6} , а для ионов 10^{-3} с .

Ионизационные камеры применяются до сих пор, в частности в дозиметрии. Они просты, характеризуются высокой эффективностью регистрации, позволяют, как мы видели, оценивать энергию частицы и т. д. Однако амплитуда электрического сигнала в ионизационной камере мала, требует усиления и поэтому делает аппаратуру чувствительной к помехам и шумам *).

4. Недостатки ионизационной камеры в значительной степени устранены в *пропорциональном счетчике*. Это разновидность газонаполненного счетчика, в котором обычно используются коаксиальные электроды: катодом служит цилиндр, а анодом тонкая нить (толщиной $10 - 100 \text{ мкм}$), натянутая по оси цилиндра. Пропорциональный счетчик, как правило, наполняют инертным газом с небольшой примесью многоатомных газов. При попадании в счетчик ионизирующей частицы большая часть образовавшихся электронов дрейфует в электрическом поле к аноду без размножения. Но вблизи анода, на расстояниях, сравнимых с диаметром нити, электрическое поле E настолько велико, что электроны вызывают вторичную ударную ионизацию — возникает самостоятельный электрический разряд (см. т. III, § 112). В результате на анод приходит электронная лавина и в ряде случаев сигнал, порождаемый первичной частицей, получается достаточно сильным, так что для его регистрации не требуется усиления. В этом отношении пропорциональный счетчик отличается от ионизационной камеры. Отношение полного числа собранных электронов к их первоначальному числу называется *коэффициентом газового усиления* M . Этот коэффициент тем больше, чем больше отношение E/P (P — давление газа; в формировании импульса участвуют и ионы). При полном торможении частицы в пропорциональном счетчике сигнал, как и в ионизационной камере, пропорционален энергии частицы, затраченной на ионизацию. Дело в том, что вторичная ионизация, вызываемая электронами, происходит в очень малой области порядка 10^{-2} см вокруг нити. Объем этой области нич-

* Импульсные ионизационные камеры используются для регистрации сильноионизирующих частиц: α -частиц, ядер-осколков и др. Для регистрации фона γ -излучения (в дозиметрии) используются токовые ионизационные камеры.

тоже по сравнению с полным объемом счетчика. Практически первичная ионизация всегда происходит вне этой области. Поэтому любой первичный электрон вызывает вблизи нити электронную лавину одной и той же мощности. А так как число первичных электронов, возникающих при ионизации атомов, производимой частицей, пропорционально ее энергии, то отсюда и следует вывод, сформулированный выше. Этот вывод и дает основание называть счетчик пропорциональным.

Типичные характеристики пропорциональных счетчиков: коэффициент газового усиления $M \approx 10^3 - 10^4$, но иногда может достигать и 10^6 ; амплитуда импульса 10^{-2} В при электрической емкости самого счетчика около 20 пФ; развитие лавины происходит за время $10^{-9} - 10^{-8}$ с, однако момент появления сигнала на выходе счетчика зависит от места прохождения ионизирующей частицы, т. е. от времени дрейфа первичных электронов до анода. Пропорциональные счетчики обладают практически стопроцентной эффективностью по отношению к заряженным частицам. Эти счетчики дешевы и просты в обращении.

Пропорциональные счетчики используются для регистрации всех видов частиц: α -частиц, электронов, осколков деления, атомных ядер и пр., а также всех сильно взаимодействующих нейтральных частиц (по порождаемым ими заряженным частицам). Эти счетчики сыграли важную роль в развитии ядерной физики довоенного времени, так как они наряду с ионизационной камерой были практически единственными электронными спектрометрическими детекторами.

Главным недостатком пропорциональных счетчиков является сильная зависимость амплитуды импульса от состава газовой смеси и приложенного напряжения, а также недостаточно высокое временное разрешение (порядка 10^{-7} с). При работе с полным импульсом разрешающее время определяется временем дрейфа положительных ионов к катоду. Это время по порядку величины равняется 10^{-4} с. Однако его можно значительно уменьшить, используя то обстоятельство, что скорость парастания импульса наибольшая в первые моменты отхода ионов от нити. Это дает возможность работать на начальном участке импульса и достичь разрешающего времени $10^{-6} - 10^{-8}$ с при не очень малом выходном импульсе (10^{-2} В). Пропорциональные счетчики применяются главным образом для регистрации и измерения энергии частиц с не слишком большими энергиями.

Заметим еще, что в связи с появлением ЭВМ в конце 60-х годов, в физике частиц высоких энергий начала применяться *пропорциональная камера*. Не вдаваясь ни в какие подробности, заметим, что она состоит из большого числа ($10^3 - 10^4$) небольших пропорциональных счетчиков, расположенных в одной плоскости и обычно в одном газовом объеме. С ее помощью можно воспроизводить траекторию частицы. Таким образом, она

одновременно выполняет функции быстродействующего спектрографа и трекового детектора.

5. Если повышать напряжение на электродах пропорционального счетчика, то, начиная с некоторого напряжения, импульс становится не зависящим от энергии первичной частицы, так как прибор начинает работать в режиме самостоятельного разряда, но этот импульс возрастает с повышением напряжения. Такая область напряжений называется *областью Гейгера*. Прибор, работающий в указанном режиме, носит общее название *счетчика Гейгера*. В сущности, он представляет собой газоразрядный промежуток с сильно неоднородным полем. В первоначальных вариантах счетчика, разработанных самим Гейгером, сильно неоднородное электрическое поле возникало вблизи металлического острия, служившего анодом. В более поздних вариантах, предложенных совместно с Мюллером, анод был заменен тонкой провололочкой, натянутой вдоль оси цилиндрического конденсатора. В этой конструкции прибор называют *счетчиком Гейгера — Мюллера*. Один из видов счетчика Гейгера — Мюллера уже был описан нами в § 8 (пункт 2, рис. 15).

В счетчике Гейгера — Мюллера электроды заключены в герметический резервуар, наполненный газом при давлении 100—200 мм рт. ст. К электродам прикладывается напряжение в несколько сотен вольт. При попадании в счетчик ионизирующей частицы в газе возникают свободные электроны, которые начинают двигаться к нити-аноду. Так зарождается электронная лавина. Около анода, где напряженность электрического поля очень велика, электроны, образовавшиеся в результате первичной ионизации, ускоряются настолько, что сами начинают ионизовать газ, усиливая ранее образовавшуюся лавину. Вновь возникшие электроны сами могут набрать достаточную скорость, чтобы в свою очередь вызвать новую ионизацию и еще больше усилить лавину электронов. В результате возникает самостоятельный — коронный — разряд, распространяющийся вдоль нити. Разряд обрывается включением большого сопротивления $R \approx \approx 10^8 - 10^9$ Ом (несамогасящийся счетчик, рис. 155) либо использованием в счетчике газовой смеси, состоящей из инертного газа с примесью небольшого количества паров спирта (или другого многоатомного газа) и галоидов (самогасящийся счетчик).

В последнем случае механизм гашения разряда заключается в следующем. В отсутствие паров спирта фотоны достаточной энергии могут выбивать электроны с катода (см. т. III, § 115), а эти последние, направляясь к аноду, будут усиливать электронные лавины. Пары же спирта делают этот процесс невозможным, так как молекулы спирта сильно поглощают фотоны, возбуждаются и диссоциируют при этом, но практически не испускают электронов. Положительные ионы благородного газа

(аргона), возникающие при первичной или последующей ионизации, направляются к катоду. Но на своем пути они сталкиваются с молекулами спирта и нейтрализуются, так как потенциал ионизации спирта (11,7 В) ниже потенциала ионизации аргона (15,7 В), а потому при столкновении энергетически выгодно, чтобы электрон перешел от молекулы спирта к иону аргона.

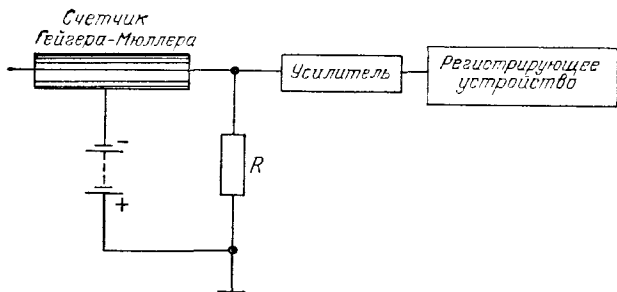


Рис. 155

Возбужденные атомы аргона испускают фотоны, которые в отсутствие молекул спирта вызывают фотоэффект с поверхностей электродов счетчика, способствующих развитию разряда. Но молекулы спирта поглощают фотоны и при этом диссоциируют; фотоэффекта не происходит, и разряд обрывается.

Электрические импульсы во внешней цепи, возникающие при вспышках разряда в счетчике Гейгера — Мюллера, усиливаются и регистрируются (см. рис. 155). Гамма-кванты регистрируются по вторичным заряженным частицам — фотоэлектронам, комптоновским электронам, электрон-позитронным парам; нейтроны — по ядрам отдачи и продуктам ядерных реакций, возникающих в газе счетчика.

Счетчики Гейгера — Мюллера характеризуются высокой эффективностью и большой амплитудой сигнала (2—40 В). Эффективность регистрации заряженных частиц счетчиками Гейгера — Мюллера близка к 100 %. Эффективность всех газоразрядных счетчиков по отношению к регистрации γ -квантов не превышает 1—3 %. Недостатки счетчиков Гейгера — Мюллера: невозможность измерять энергию частицы, невысокое временное разрешение (10^{-6} с), большое время восстановления их чувствительности (10^{-4} — 10^{-3} с). Последнее определяется временем дрейфа к катоду положительных ионов, возникающих при ионизации частиц газа.

6. Ионизационные газовые детекторы сыграли фундаментальную роль на раннем этапе развития ядерной физики. Они применялись для регистрации естественных радиоактивных излучений и космических лучей. Однако с появлением ускорителей,

создающих интенсивные пучки заряженных частиц (10^6 — 10^7 с $^{-1}$) высоких энергий, ионизационные газовые детекторы оказались слишком медленными и были дополнены *сцинтилляционными* и *черенковскими* счетчиками. Эти счетчики оказались удобными и при исследовании космических лучей.

Сцинтилляционный счетчик состоит из вещества, способного люминесцировать под действием заряженных частиц (сцинтиллятора), и фотоумножителя (ФЭУ) — прибора в высшей степени чувствительного и быстродействующего (см. т. III, § 103). Заряженная частица, попадая в сцинтиллятор, возбуждает атомы или молекулы. Возвращаясь в основное состояние, они испускают фотоны. Последние, попадая на катод ФЭУ, выбивают электроны, в результате чего на катоде возникает электрический импульс, который далее усиливается и регистрируется.

Благодаря высокой чувствительности и скорости действия сцинтилляционный метод детектирования получил широкое распространение. Высокая чувствительность достигается тем, что в ФЭУ устанавливается до 10—20 эмитторов (*динодов*) из специально обработанного материала. В среднем каждый электрон, попадая на динод, выбивает из него от 3 до 10 новых электронов. С последнего динода усиленный поток электронов попадает на анод, создавая электрический импульс, регистрируемый радиотехническими методами. В результате достигается большой коэффициент усиления (10^6 — 10^8), малое время восстановления (около 10^{-8} с) при высокой его стабильности, высокое временное разрешение (около 10^{-9} с). Замечательной особенностью ФЭУ является хорошо соблюдаемая линейность усиления. Вторая, не менее важная причина распространенности метода состоит в том, что в качестве сцинтилляторов стали использовать вещества, прозрачные по отношению к собственному излучению сцинтиллятора. Благодаря этому эффективным в детекторе становится весь объем сцинтиллятора, а не только его поверхностный слой.

Доля энергии регистрируемой частицы, которая превращается в световую энергию, называется *конверсионной эффективностью* η . Наибольшими значениями η обладают кристаллы NaI, активированные Tl, кристаллы антрацена и ZnS. Для этих сцинтилляторов длина волны в максимуме лежит в видимой области спектра вблизи его фиолетового конца. Интенсивность свечения после прохождения частицы изменяется во времени экспоненциально: $I \sim e^{-t/\tau}$, где τ — среднее время высвечивания, определяемое временем жизни молекул или атомов на возбужденных уровнях. Для большинства сцинтилляторов $\tau \approx 10^{-9}$ — 10^{-5} с. Чем меньше τ , тем более быстродействующим будет счетчик. Наименьшими временами τ обладают пластмассы, активированные терфенилом.

7. Использование прозрачных жидкостей в качестве сцинтиллирующих веществ открыло возможность применять сцин-

тилляторы громадных размеров. Изготовить сцинтиллятор таких размеров из кристалла затруднительно и даже невозможно, так как кристалл надо вырастить однородным. В качестве примера укажем, что именно с помощью сцинтилляционных счетчиков с жидким сцинтиллятором Рейнесу и Коуэну в 1956 г. впервые удалось зарегистрировать взаимодействие антинейтрино с веществом (см. § 74, пункт 15). Для регистрации был использован сцинтиллятор, содержащий 5000 л воды с примесью люминесцирующего вещества и соли кадмия. Источником антинейтрино служил ядерный реактор, дающий плотность потока антинейтрино $10^{13} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$. Сцинтиллятор был помещен глубоко под землей для максимального ослабления фона космического излучения и отделен мощной защитой от реактора. Исследовалась реакция



в которой антинейтрино взаимодействовали с протонами воды сцинтиллятора. Позитрон аннигилировал с электроном вещества с испусканием двух γ -квантов, давая первую вспышку. Нейтрон за несколько микросекунд замедлялся до надтепловых скоростей, после чего захватывался кадмием. Ядро кадмия при захвате нейтрона превращалось в новое ядро с энергией возбуждения 9,1 МэВ. При переходе в нормальное состояние оно испускало каскад γ -квантов, дававших вторую вспышку. Обе вспышки регистрировались схемой запаздывающих совпадений, что позволяло уверенно отделить пучные события от фоновых излучений. В среднем регистрировались три события в час, причем на проведение опыта было затрачено около полугода. Для сечения реакции (86.1) получилось $\sigma \approx (11 \pm 4) \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$.

8. Черенковские счетчики используют явление *излучения Вавилова — Черенкова* (см. § 6, а также т. IV, § 38). Такое излучение возникает, когда заряженная частица движется в среде со скоростью v , превышающей фазовую скорость света в этой среде c/n (n — показатель преломления). В черенковском счетчике эта среда называется *радиатором*. Радиатор должен быть прозрачен для черенковского излучения и иметь низкий уровень сцинтилляций, создающих фоновые сигналы. В качестве радиаторов для регистрации частиц со сравнительно небольшими скоростями применяют органическое стекло ($n = 1,5$), свинцовое стекло ($n = 1,5$) и воду ($n = 1,33$). Оптическая система счетчика фокусирует свет от частицы на катоде ФЭУ, превращающего световой сигнал в электрический. Общее количество света, попадающее на фотокатод черенковского счетчика, как правило, в несколько раз меньше, чем в сцинтилляционном счетчике. Но оно все же достаточно для регистрации после преобразования в ФЭУ в электрический сигнал и последующего усиления последнего. Именно фотоумножитель сделал возмож-

ным в черенковском счетчике уверенно регистрировать отдельные частицы. Так как излучение света в черенковских счетчиках происходит мгновенно, то их разрешающее время достигает 10^{-9} с.

Излучение Вавилова — Черенкова характеризуется резкой направленностью. Все оно концентрируется в тонком слое вблизи поверхности конуса, образующие которого составляют угол

$$\theta = \arccos(c/nv) = \arccos(1/\beta n) \quad (86.2)$$

с направлением движения частицы. Эта особенность излучения и используется в черенковских счетчиках. Если скорость частицы v близка к скорости света, то используются *газовые радиаторы*. В этом случае из-за малого отличия n от единицы угол θ , а с ним и интенсивность излучения очень малы. Для получения интенсивности вспышки, достаточной для регистрации, приходится увеличивать длину черенковского счетчика до 10 м и больше. Зато газовый черенковский счетчик позволяет плавно менять n путем изменения давления газа.

Черенковские счетчики делятся на *пороговые, дифференциальные и полного поглощения*. Пороговые счетчики должны регистрировать все частицы со скоростями больше некоторой (пороговой) скорости. Дифференциальные счетчики регистрируют частицы, скорости которых заключены в определенном интервале: $v_1 < v < v_2$. Это достигается оптической системой, выделяющей лучи, распространяющиеся под определенными углами между θ_1 и θ_2 к направлению движения частицы. Линза или сферическое зеркало с фокусным расстоянием f , поставленные на пути этих лучей, фокусируют их на кольцевую целевую диафрагму с радиусами $R_1 = f\theta_1$ и $R_2 = f\theta_2$ (углы θ_1 и θ_2 малы), а затем на фотоумножитель. В результате свет будет зарегистрирован только от частиц, излучающих в направлении выделенного интервала углов и имеющих скорости в соответствующем ему интервале скоростей. Таким путем удается выделить частицы, которые по величине β отличаются всего на 10^{-6} от других частиц.

Черенковский счетчик полного поглощения предназначен для регистрации и спектрометрии электронов и γ -квантов. Он содержит блок радиаторов большой толщины, в котором электрон или γ -квант образует электрон-фотонную лавину и теряет всю (или почти всю) свою энергию. Как правило, радиатор изготавливают из стекла с большим содержанием свинца. При толщине радиатора 40 см в нем практически полностью тормозятся электроны с энергией до 10 ГэВ. Количество света, излученного в черенковских счетчиках такого типа, пропорционально энергии первичного электрона или γ -кванта.

Для регистрации заряженных частиц с энергией порядка 10^2 — 10^3 ГэВ используются детекторы, в которых вспышки

света возникают при прохождении регистрируемой частицы через границу двух сред с резко различными свойствами (*переходное излучение*). Интенсивность света, излучаемого при этом, пропорциональна энергии частицы, но значительно меньше, чем в случае черенковского излучения. Поэтому детекторы на переходном излучении делают многослойными, содержащими сотни слоев газ — твердое тело.

9. К концу 50-х годов после преодоления различных технических трудностей появились *полупроводниковые счетчики*. Они используют переходное излучение в рентгеновской области и имеют большое будущее в физике ТэВ-области для идентификации частиц. Схема такого счетчика показана на рис. 156. Принци

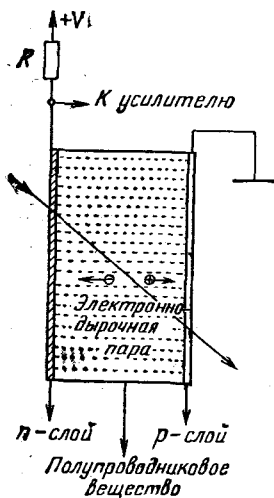


Рис. 156

п работы полупроводникового счетчика тот же, что и ионизационной камеры, только вместо газа применяется полупроводник. Это имеет то преимущество, что в твердом теле на одном и том же отрезке пути заряженная частица отдает в сотни раз больше энергии, чем в газе. Проходя через полупроводник, частица вызывает переход электронов из валентной зоны в зону проводимости, порождая пару электрон-дырка (см. т. III, § 100). Энергия W , необходимая для рождения такой пары, составляет 2,9 эВ в германии и 3,5 эВ в кремнии. Если энергия частицы равна \mathcal{E} , то на своем пути в полупроводнике она создает \mathcal{E}/W электронно-дырочных пар. Приложенное электрическое поле оттягивает отрицательные заряды к поверхности, заряженной положительно, а положительные заряды — к поверхности, заряженной отрицательно.

В результате во внешней цепи появляется электрический сигнал, который усиливается и регистрируется. Чтобы в отсутствие регистрируемой частицы через полупроводник не проходил ток, поверхности полупроводника обрабатывают сильно легированными донорными и акцепторными примесями (см. т. III, § 108). При этом отрицательный *n*-слой присоединяют к положительному, а положительный *p*-слой — к отрицательному полюсу внешнего источника. При комнатной температуре тепловое возбуждение может приводить к нежелательным импульсам тока в приборе, и поэтому полупроводниковые детекторы нередко охлаждают до температуры жидкого азота.

Размеры полупроводниковых счетчиков невелики — несколько кубических сантиметров. Большими считаются полупроводни-

ковые счетчики, объем которых доходит до 100 см^3 . Малые размеры рабочей области позволяют довести разрешающее время до 10^{-7} с. В области низких энергий (электроны до 2 МэВ, протоны до 20 МэВ) полупроводниковые счетчики обладают практически 100 %-ной эффективностью, малым разрешающим временем и превосходят счетчики других типов по компактности и точности измерения энергии.

10. Старейшим трековым детектором является *камера Вильсона* (1869 — 1959), изобретенная ее автором в 1912 г. Принцип действия этой камеры был подробно рассмотрен в т. III (§ 33, задача 4). Он основан на конденсации пересыщенных паров воды или спирта на ионах, образованных при движении вдоль траектории заряженной частицы. Камера в нужный момент освещается импульсным источником света и фотографируется несколькими фотоаппаратами для получения стереоскопических изображений треков. Природа и свойства частицы устанавливаются по длине ее пробега, толщине трека и его искривлению в магнитном поле. Измеряя кривизну трека в сильном магнитном поле, можно определить импульс частицы и знак ее заряда. Этот метод был предложен в 1923 г. независимо друг от друга П. Л. Капицей (1894—1984) и Д. В. Скобелциным (р. 1892).

Камера Вильсона сыграла выдающуюся роль в ядерной физике и физике космических лучей. На протяжении нескольких десятилетий она была единственным трековым детектором заряженных частиц. Но в 50-е и 60-е годы она утратила свое значение, уступив место *пузырьковой* и *искровой камерам*. В настоящее время камера Вильсона используется главным образом как эффектный лекционный демонстрационный прибор.

Родственной с камерой Вильсона по принципу действия является *диффузионная камера*. В камере Вильсона пересыщение создается адиабатическим расширением газа (содержащего пары воды или спирта), а в диффузионной камере оно достигается за счет непрерывного потока пара от горячей поверхности у крышки камеры к более холодной поверхности у ее дна. В отличие от камеры Вильсона, в диффузионной камере пересыщение существует постоянно в некотором горизонтальном слое пара, в котором и получают треки ионизирующих частиц. Поэтому диффузионная камера чувствительна к ионизирующим частицам непрерывно.

11. Важнейшим трековым детектором заряженных частиц является *пузырьковая камера*, изобретенная Глезером (р. 1926) в 1954 г. Принцип действия этой камеры был описан в т. II (§ 119). Он основан на том, что можно получать жидкость с температурой выше точки кипения. Такая перегретая жидкость нестабильна и через короткое время вскипает. Наиболее употребляемыми рабочими жидкостями служат жидкие водород, дей-

терий, смесь неона с водородом — в криогенных камерах, а также пропан (C_3H_8), фреон и Хе (обычно в смеси с пропаном) — в тяжеложидкостных камерах. Перегревание жидкости производится быстрым понижением давления от начального значения $P_1 > P_0$ до $P < P_0$ (P_0 — равновесное давление при температуре T). Понижение (снятие) давления достигается либо быстрым перемещением поршня в жидководородных камерах, либо посредством использования упругой мембраны (в пропановой и фреоновой камерах). Давление в камере снимается за 5—15 мс, после чего жидкость оказывается перегретой, т. е. чувствительной к регистрации заряженных частиц. В момент максимальной чувствительности частицы впрыскиваются в камеру.

Заряженная частица при прохождении через перегретую жидкость приводит к образованию центров кипения вдоль своей траектории. По современным представлениям причиной образования таких центров являются δ -электроны, т. е. вторичные электроны, испускаемые атомами среды при соударении с ними ионизирующей частицы. Эти электроны поглощаются небольшими объемами жидкости, что приводит к нагреванию последних, возникновению зародышей кипения, а в дальнейшем — к образованию и росту пузырьков. За время порядка 0,5—3 мс пузырьки достигают размера 50—300 мкм и при освещении их импульсным источником света могут быть сфотографированы несколькими фотоаппаратами.

Пузырьковые камеры обычно применяются для регистрации актов взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами атомов жидкости, наполняющей камеру, а также актов распада частиц. В первом случае жидкость в пузырьковой камере одновременно выполняет и роль мишени, и роль детектора частиц.

Искажения следов частиц в пузырьковой камере невелики и определяются главным образом многократным рассеянием.

Эффективность регистрации определяется в основном размерами пузырьковой камеры. Камеры обычно имеют размеры 1—2 м. Однако на ускорителях сверхвысоких энергий используются и очень большие пузырьковые камеры. Так, пузырьковая камера СКАТ в Институте физики высоких энергий (г. Серпухов), заполненная жидким фреоном, имеет размеры $4,5 \times 1,6 \times 1,5$ м, водородная камера на ускорителе Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (США) — 33 м³.

Пузырьковые камеры сыграли важную роль в открытии и изучении странных частиц, нестабильных частиц-резонансов и т. д. Отметим некоторые их недостатки. Главный недостаток пузырьковой камеры — невозможность в процессе работы отбирать нужные события, при исследовании редких событий — это приводит к необходимости просматривать очень много фотографий. Нельзя различить релятивистские частицы. На очень высоких энергиях требуется сепарирование пучка, а это трудно

сделать. Даже в самые большие камеры нельзя одновременно запускать более 5—6 заряженных частиц. Поэтому процессы с сечением меньше 1 микробарна практически недоступны (за исключением нейтринно, где проходит 10^{10} частиц), тогда как электронные приборы могут регистрировать до 10^7 — 10^8 частиц в секунду.

12. Самым дешевым трековым детектором заряженных частиц являются *толстослойные ядерные фотоэмульсии*. Они отличаются от обычных фотоэмульсий более высокой чувствительностью и большей толщиной (сотни микрометров, тогда как толщина обычных фотоэмульсий порядка 10 мкм). Пластины, покрытые слоем чувствительной фотоэмульсии, ставятся на пути ионизирующих частиц, после чего проявляются. В результате частица оставляет след, образованный зернами металлического серебра (размер зерна около 0,3 мкм). Этот след рассматривается в микроскоп с увеличением в 500—1000 раз. Измерение длины пробега при известной массе частицы дает ее энергию, а измерение плотности зерен — потери энергии на единицу пути, по которым можно судить о скорости частицы. Пластины можно помещать в магнитное поле для измерения импульса частицы. Однако из-за короткой длины треков магнитное поле должно быть очень сильным. Главный недостаток метода — очень большая трудоемкость обработки пластинок, так как каждую пластинку приходится по долгу просматривать под сильным микроскопом.

В последние годы в связи с изучением частиц с тяжелыми кварками техника фотоэмульсий вновь возродилась (изучение частиц с временем жизни 10^{-12} — 10^{-13} с.).

Используются *гибридные установки* с электронными детекторами для идентификации и определения вершин*) в эмульсии. В гибридных установках используются также в качестве вершинных детекторов небольшие быстродействующие пузырьковые камеры высокого разрешения с лазерным и голографическим съемом информации. Разрешение — десятки микрометров.

13. В *искровой камере*, появившейся в конце 50-х годов, сочетается немедленность регистрации (т. е. отсутствие последующей обработки) с полнотой информации трековых детекторов. Принцип действия искровой камеры основан на возникновении искрового разряда в газе при попадании в него ионизирующей частицы. Простейшая искровая камера состоит из двух плоскопараллельных электродов, пространство между которыми заполнено газом (чаще всего Ne, Ar или их смесью). Площадь пластин — от десятков квадратных сантиметров до нескольких квадратных метров. Одновременно с прохождением частицы или с некоторым запаздыванием (около 1 мкс) по сигналу системы детекторов (сцинтилляционных счетчиков, черенковских счетчиков и пр.), выделяющих искомое событие, на электроды искровой камеры

*) Вершина — точка в фотоэмульсии, где произошло взаимодействие.

подается короткий (порядка 10—100 нс) импульс высокого напряжения (5—20 кВ/см). Электроны, возникшие вдоль траекторий движения частицы при ионизации атомов газа, ускоряются электрическим полем и сами вызывают ионизацию и возбуждение атомов. В результате на очень коротком пути частицы возникают электрон-фотонные лавины, перерастающие либо в видимый глазу искровой разряд, либо в локальные светящиеся области небольшого объема (*стримеры*).

Узкоазорная искровая камера состоит из набора близко расположенных одинаковых плоскопараллельных электродов, отделенных друг от друга промежутками около 1 см. Электроды соединены через один. Половина электродов заземлена, а на другую в момент прохождения частицы подается короткий высоковольтный импульс напряжения порядка 1 кВ/см. Цепь искр, проскакивающих между пластинами в момент подачи этого импульса, воспроизводит траекторию частицы с точностью до долей миллиметра. Временное разрешение порядка 10^{-6} с, полное время восстановления порядка 10^{-3} с.

В широкоазорных искровых камерах расстояние между электродами 3—50 см. Электрон-фотонные лавины, развивающиеся в результате прохождения первичной частицы, сливаются в узкий светящийся канал вдоль траектории частицы. В этом режиме могут регистрироваться треки под углами не более 50° к направлению электрического поля в камере. Для наблюдения треков под большими углами вплоть до 90° используется так называемый *стримерный режим*. *Стримерная камера* есть разновидность искровой камеры, на которую подается импульс 20 кВ/см с более коротким фронтом и длительностью 10 нс. В этой камере разряд, вызванный импульсом высокого напряжения, обрывается на ранней стадии. В результате треки заряженных частиц, прошедших через камеру, выглядят как цепочки отдельных (неслиявшихся) стримеров, длиной в несколько миллиметров каждый.

Трековые искровые камеры и стримерные камеры характеризуются высокой эффективностью к одновременной регистрации многих частиц (ливней частиц), а также малой пространственной и угловой погрешностью определения траектории (около 10^{-3} рад).

Кроме фотографирования в искровых камерах широко применяют безфильмовые методы регистрации с использованием ЭВМ. Координаты искр записываются в память ЭВМ, где сразу же подвергаются математической обработке.