

$$2m_e c^2 = \Sigma \hbar \omega_i; \quad \Sigma \vec{p}_i = 0.$$

Эти уравнения совместны только при условии вылета одновременно не менее двух γ -квантов в противоположных направлениях. Таким образом, при аннигиляции медленного позитрона на покоящемся электроне энергия каждого из аннигиляционных квантов всегда будет $\hbar\omega_1 = \hbar\omega_2 = 0,511 \text{ Мэв}$.

Вероятность трехфотонной аннигиляции в 400 раз меньше, чем двухфотонной. Теоретический расчет и опытные данные показывают, что позитроны аннигилируют обычно лишь после полной остановки, точнее, когда они находятся в тепловом равновесии с окружающей средой.

Процесс аннигиляции является источником γ -излучения с энергией $0,5 \text{ Мэв}$, обладающего высокой степенью монохроматичности.

Интересно, что электрон и позитрон могут образовывать своеобразное подобие атома водорода — позитроний, живущий примерно 10^{-8} сек . Если спины электрона и позитрона в нем параллельны, его называют *ортопозитроний*. Его время жизни $\approx 10^{-7} \text{ сек}$; в том случае, когда спины антипараллельны, образование называют *парапозитроний* (время жизни $\sim 10^{-10} \text{ сек}$).

§ 27. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

При регистрации ядерного излучения необходимо определять энергию и заряд частиц, их массу и время жизни, магнитные и механические моменты, эффективные сечения различных процессов, угловые распределения и прочие характеристики.

Измеряя эти величины, можно получать ценную информацию о свойствах элементарных частиц, о структуре ядра и о ядерных силах.

Система для регистрации излучения состоит обычно из детектора и измерительной аппаратуры. В детекторе происходит взаимодействие излучения с веществом. Измерительная аппаратура воспринимает сигнал с выхода детектора и позволяет производить измерения.

В большинстве детекторов сигнал образуется за счет ионизации, которая создается в них заряженной частицей. К таким детекторам относятся:

- а) ионизационные камеры;
- б) пропорциональные счетчики;
- в) счетчики Гейгера — Мюллера;
- г) кристаллические счетчики;
- д) камера Вильсона;
- е) искровые камеры.

Когда регистрируется заряженная частица, она сама производит ионизацию. При прохождении незаряженных частиц ионизация создается вторичными заряженными частицами, возникающими при прохождении нейтральных частиц через вещество.

В некоторых детекторах важную роль играют процессы возбуждения и диссоциации молекул в сочетании с ионизацией. Эти явления определяют возникновение люминесценции в сцинтилляционных счетчиках и образование скрытого изображения в фотографических эмульсиях.

Другими важными процессами взаимодействия излучения с детектором являются испускание черенковского излучения в счетчиках Черенкова и вторичная электронная эмиссия в электронных умножителях.

Системы для регистрации делятся на импульсные и интегрирующие. Первые различают сигналы от прохождения каждой отдельной частицы, вторые измеряют некоторый средний эффект от множества частиц.

Общие требования к измерительным приборам. Качество системы для регистрации излучения определяется следующими параметрами:

а) эффективностью — отношением числа зарегистрированных частиц к полному числу частиц, попавших в регистратор;

б) «мертвым временем» прибора — временем, в течение которого прибор после регистрации им частицы не чувствителен к излучению;

в) разрешающей способностью по энергии;

г) разрешающей способностью по массам и зарядам;

д) такими факторами, как стоимость, сложность наладки и др.

Детекторы излучения.

а) *Газонаполненные детекторы.* Ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и счетчики Гейгера — Мюллера представляют собой три типа наиболее старых, но до сих пор широко применяемых детекторов ядерного излучения.

Каждый из них содержит наполненную инертным газом камеру с центральным электродом, хорошо изолированным от стенок. Между стенками камеры и центральным электродом действует разность потенциалов U . В момент прохождения частицы в газе возникают ионы и электроны, замыкающие цепь на участке между электродом и стенками. Снаружи цепь источника замыкается через сопротивление R , зашунтированное конденсатором C (рис. 68).

На рис. 69 представлена зависимость величины заряда Q , появляющегося на обкладках конденсатора (или амплитуды импульса) от величины напряжения V при возникновении ионного разряда в камере, когда проходит одна частица, причем постоянная времени RC много больше времени собирания заряда на электродах камеры.

Предположим, что прошедшая ядерная частица создала в камере N пар ионов. Положительные и отрицательные заряды будут двигаться внутри камеры по направлению к ее стенкам и к цен-

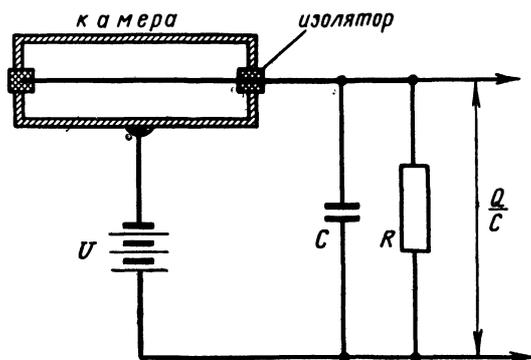


Рис. 68. Схема включения газоразрядного счетчика

тральному электроду в соответствии с направлением электрического поля. Общую зависимость Q от приложенной разности потенциалов $Q=f(V)$ можно разбить на несколько областей, в которых процессы протекают несколько различно.

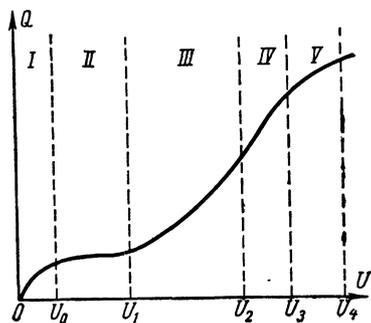


Рис. 69. Зависимость величины заряда на обкладках конденсатора при возникновении разряда в камере от величины приложенного напряжения

Область I — малые V . Имеются два основных конкурирующих процесса: соби́рание заряда на электродах камеры и рекомбинация ионов в ее газовом объеме. При возрастании напряжения V скорость движения ионов увеличивается, а вероятность рекомбинации уменьшается и доля заряда, собираемого на электродах, растет.

Область II. Доля рекомбинированных ионов становится пренебрежимо малой. Все ионы, созданные частицей, собираются на электродах. Собранный заряд будет равен $Q=N_e$. Изменение напряжения на обкладках конденсатора C_2 (благодаря большой постоянной времени RC_2) равно $\Delta V=N_e/C$, где

C — суммарная емкость камеры в непроводящем состоянии и конденсатора C_2 . Этот участок кривой называется областью насыщения, или *рабочей областью ионизационной камеры*. Работа в этом

режиме, можно измерять энергию частицы (если весь ее пробег укладывается в камере) по числу образованных ею ионов N_e .

Область III — большие V. На этом участке собираемый заряд увеличивается в некоторое число M раз благодаря газовому усилению в сильном электрическом поле. Электроны, созданные в процессе первичной ионизации, ускоряясь, приобретают энергию, достаточную для вторичной ионизации. Таким образом, заряд, собираемый камерой, увеличивается. В начале участка III коэффициент газового усиления $M \approx 10^7$ и не зависит от первоначальной ионизации, амплитуда же импульсов пропорциональна числу пар ионов, созданных первоначальной частицей. Эта область называется *пропорциональной областью*, здесь также еще можно измерить энергию частицы.

С возрастанием приложенного напряжения эта пропорциональность постепенно нарушается и в конце III участка величина импульсов становится независимой от величины первоначальной ионизации. Коэффициент газового усиления становится зависимым от N_e . Эта область называется областью *ограниченной пропорциональности*.

Область IV — очень большие V. Здесь собираемый заряд уже совсем не зависит от первоначальной ионизации. Благодаря газовому усилению заряд возрастает до величины, ограниченной только характеристиками камеры и параметрами внешней цепи. В этой области будет регистрироваться каждая частица, которая создала хотя бы одну пару ионов в объеме камеры. Этот участок называется *областью Гейгера — Мюллера*.

Область V — область *непрерывного разряда (V)*.

Рассмотрим более подробно работу газонаполненных счетчиков в различных режимах.

Ионизационные камеры. Когда частица попадает в камеру и создает ионы, в цепи появляется импульс тока; этот импульс и регистрируется специальным электронным устройством. Для примера рассмотрим регистрацию α -частицы с энергией 5 Мэв. В газе на создание одной пары ионов тратится энергия 33 эв. Следовательно, на всем своем пути α -частица создаст

$$n = \frac{E_\alpha}{\Delta E} = \frac{5 \cdot 10^6}{33} = 1,6 \cdot 10^5$$

пар ионов. Если ее пробег весь уложится в камере, то заряд ионов, создаваемых в камере (поскольку работа происходит во II области без усиления), равен

$$Q = nq = 1,6 \cdot 10^5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 3 \cdot 10^{-14} \text{ кулона.}$$

Если $C = 10^{-11} \text{ ф}$, то $\Delta V = \frac{Q}{C} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ в.}$

Это весьма слабый импульс и измерить его непосредственно очень трудно. Увеличивать его за счет уменьшения емкости C нельзя, так как должно выполняться неравенство $RC > T$, где T — время собирания зарядов на электродах (для электронов $T_{эл} \approx 10^{-6} \div 10^{-7}$ сек, для ионов $T_n \approx 0,01$ сек). При малых C импульсы будут формироваться в процессе собирания зарядов и регистрация их еще больше затруднится.

На рис. 70 представлена форма импульсов, снимаемых с ионизационной камеры при различных соотношениях постоянных времени RC и T .

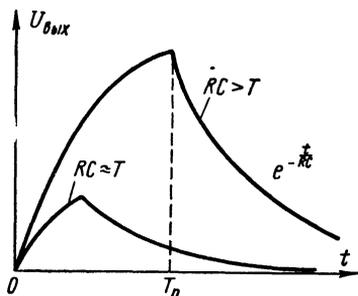


Рис. 70. Форма импульсов, снимаемых с ионизационной камеры при различных постоянных времени цепи

Ионизационные камеры используются в импульсном режиме для регистрации отдельных частиц, и в интегрирующем режиме, когда измеряется ток, величина которого пропорциональна интенсивности потока ядерного излучения, т. е. числу прошедших частиц.

В основном ионизационные камеры используются для дозиметрии или для определения энергии нерелятивистских частиц, имеющих короткие пробеги. Основной недостаток ионизационных камер — малая величина импульса, близкая к уровню шумов. При их применении необходимо пользоваться электронными усилителями с большим коэффициентом усиления. Минимальную величину импульса, которую возможно измерить, ограничивает уровень шумов камеры.

Несмотря на отмеченные недостатки, ионизационные камеры широко используются при измерении энергии частиц. Они также применяются для исследования процессов взаимодействия частиц высоких энергий ($E \geq 10^{11}$ эв) с веществом при помощи так называемого ионизационного калориметра. Ионизационный калориметр — прибор, состоящий из многих рядов ионизационных камер пропорциональных счетчиков или люминесцентных счетчиков (см. ниже), прослоенных тормозящим веществом. Первичная частица с энергией E_0 в результате взаимодействия с веществом быстро растрчивает свою энергию на генерацию вторичных частиц.

При этом ее энергия в конечном счете переходит в тепло. Если слой тормозящего вещества достаточно велик для того, чтобы в нем поглотилось и все вторичное излучение, то количество выделяющегося тепла просто равно E_0 и пропорционально полной ионизации I , созданной в веществе как первичной частицей, так и всеми ее «потомками».

Измеряя ионизацию в каждом ряду калориметра $I(x_1)$, определяют ионизацию по всему слою вещества

$$I = \int_0^{x_0} I(x) dx.$$

При достаточной толщине x (в ряде случаев $x \approx 10^3$ г/см), значение E_0 определится как

$$E_0 = \varepsilon \int_0^{x_0} I(x) dx,$$

где ε — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов в веществе поглотителя.

Пропорциональные счетчики. Пропорциональные счетчики работают с напряжением V , соответствующим области III. Счетчики используются преимущественно в импульсном режиме. Из-за большого значения $M \sim 10^7$ регистрируются отдельные ядерные частицы при гораздо меньших усилениях, чем в предыдущем случае. Одновременно счетчики обнаруживают и прохождение частиц с меньшими энергиями.

Зависимость величины импульса от начальной ионизации позволяет не только обнаруживать излучение, но и определять энергию частиц.

Счетчики Гейгера — Мюллера. Гейгеровские счетчики работают в режиме IV области. Поскольку амплитуда импульсов не зависит от начальной ионизации, различать разные частицы нельзя. Кроме того, счетчики не могут быть использованы и для определения энергии частиц и тем не менее эти счетчики имеют наибольшее распространение из-за высокой чувствительности, возможности регистрировать излучения разных типов, большой величины выходного сигнала (порядка единиц вольт) и дешевизны.

Гейгеровский счетчик представляет собой трубку, заполненную инертным газом при давлении $0,5 \div 1$ атм; по оси ее натянута тонкая нить обычно из вольфрама.

Стенки выполняются из алюминия, меди или стекла с медным покрытием. В качестве наполнителя обычно используется аргон, азот и другие газы, обладающие малым коэффициентом прилипания электронов для того, чтобы перенос отрицательных зарядов в счетчике осуществлялся свободными электронами.

При подаче напряжения наибольший градиент поля будет у нити, поэтому именно здесь происходит наибольшая вторичная ионизация. Обычно на нить подается положительное напряжение, и поэтому после прохождения сквозь счетчик ионизирующей частицы к нити движется лавина электронов. Благодаря вторичной ионизации разряд распространяется вдоль всей нити. Через время $\sim 10^{-6}$ сек все электроны соберутся на нити. Благодаря тому что подвижность тяжелых положительно заряженных ионов мала, за это время они почти не смещаются, и вокруг нити создается чехол из ионов, медленно движущихся к стенкам счетчика. Такое рас-

пределение заряда эквивалентно увеличению эффективного поперечного сечения нити и уменьшению $\text{grad} E$, в результате чего нарастание лавины электронов прекращается. В течение некоторого времени, нужного ионам, чтобы отойти от нити на расстояние r_0 , при котором восстанавливается рабочее напряжение, счетчик не будет регистрировать частицы, так как напряжение V будет недостаточным для вторичной ионизации. Это время называется *мертвым временем* счетчика, а время, в течение которого все положительные ионы дойдут до стенок, называется временем восстановления.

Однако разряд на этом не заканчивается. Электроны помимо ионизации дополнительно возбуждают атомы и молекулы газа, которые, переходя в основное состояние, испускают фотоны; последние в свою очередь выбивают фотоэлектроны из стенок счетчика, таким образом порождая вторичную лавину. Кроме этого, положительные ионы, нейтрализуясь у катода, высвечиваются и также могут создать фотоэлектроны. Счетчик становится непригодным к повторному счету ядерного излучения. Необходимо принимать специальные меры, для предупреждения или гашения вторичного разряда. Для этого используют два метода, которые привели к созданию соответственно несамогасящихся и самогасящихся счетчиков.

Несамогасящиеся счетчики. В этом варианте для гашения разряда включается в цепь последовательно большое сопротивление R ($\approx 10^9$ ом). Разряд обрывается вследствие уменьшения напряжения (из-за падения напряжения на R) до напряжений, соответствующих третьей области. Благодаря этому вторичная лавина возникнуть уже не может. Недостатком этого варианта является то, что

$$RC = 10^{-2} \text{ сек},$$

т. е. счетчик имеет большое время восстановления. Его можно уменьшать с помощью специальных гасящих радиосхем, однако более удобно использовать самогасящиеся счетчики.

Самогасящиеся счетчики. В этих счетчиках за счет добавления 10% многоатомных газов (пары спирта, этилен, BF_3 и др.) достигается внутреннее гашение разряда. Многоатомные молекулы, если они возбуждены, успевают распасться раньше, чем они излучат фотон. Время диссоциации их $\approx 10^{-13}$ сек, а время высвечивания $\approx 10^{-11}$ сек.

Кроме того, многоатомный газ поглощает мягкие γ -лучи и таким образом предотвращает возникновение фотоэлектронов.

Время восстановления такого счетчика $\approx 10^{-4}$ сек, и поэтому максимальная интенсивность излучения, которую можно еще правильно сосчитать при помощи гейгеровских счетчиков, не превышает $10^3 \div 10^4$ имп/сек.

Счетчики различаются также по типу излучения, которое они регистрируют с максимальной эффективностью. Соответственно счетчики имеют некоторые особенности.

Счетчики α -частиц. Как уже говорилось, α -частицы радиоактивного излучения имеют малый пробег в воздухе (\approx см), поэтому для их регистрации используются счетчики с тонкими слюдяными окошками порядка 0,1 мк. В ряде случаев источник α -частиц помещается внутри самого счетчика.

Счетчики β -частиц. Для регистрации электронов, имеющих пробег в алюминии в несколько десятых долей мм (при энергии порядка единиц Мэв) используются тонкостенные счетчики из легких металлов. Эффективность таких счетчиков по отношению к β -частицам близка к 100%.

Счетчики γ -квантов. Регистрация производится по вторичным электронам, возникающим в результате комптон- и фотоэффекта в стенках счетчика. Эффективность γ -счетчика определяется вероятностью образования электрона и выхода его в рабочий объем и обычно равна всего (1—2%). Для увеличения эффективности стенки γ -счетчиков делают медными, стеклянными с медным покрытием и др.

Счетчики нейтронов. Для того чтобы регистрировать нейтроны, в газ счетчика добавляются элементы (например, В), с которыми нейтроны эффективно вступают в ядерные реакции. Иногда бором покрываются стенки счетчика. В результате ядерного взаимодействия с нейтронами образуются α -частицы, и они уже вызывают ионизацию в счетчике. Подробнее об особенностях регистрации нейтронов будет сказано в гл. 6.

Люминесцентные счетчики. При прохождении заряженной частицы через вещество примерно 30% своей энергии она тратит на ионизацию и 70% на возбуждение атомов. Возбужденные атомы высвечиваются, причем для большинства веществ спектр свечения лежит в видимой области. Вещества, обладающие такими свойствами, называются люминофорами. Это органические и неорганические кристаллы, некоторые жидкости, пластмассы.

Если высвечивание происходит непосредственно во время возбуждения или спустя время $\sim 10^{-8}$ сек (время жизни атомов в возбужденном состоянии), то процесс называется флуоресценцией; если оно происходит после прекращения возбуждения, — фосфоресценцией.

Качество сцинтилляторов определяется эффективностью преобразования энергии ядерного излучения в световую, прозрачностью самого вещества для возникающего света люминесценции, малостью времени высвечивания и соответствием спектра испускаемого света чувствительности катодов выпускаемых фотоумножителей.

Для регистрации световых вспышек употребляются фотоумножители (ФЭУ). Ток фотоэлектронов, созданных на катоде, увеличивается во много раз благодаря последующему электронному

усилению. Коэффициент умножения составляет обычно $10^8 - 10^9$. Поток электронов усиливается на диодах в результате вторичной электронной эмиссии. Люминесцентные счетчики очень чувствительны. Например, электрон с энергией всего лишь $0,5 \text{ Мэв}$ дает импульс на выходе ФЭУ около 100 в . γ -кванты регистрируются такими счетчиками благодаря вторичным электронам, созданным ими в люминофоре.

Можно отметить следующие достоинства люминесцентных счетчиков:

а) большая эффективность регистрации ядерного излучения: даже для γ -лучей, увеличивая объем жидкого сцинтиллятора, эффективность счета можно довести до 100% ;

б) малое мертвое время τ ($10^{-8} - 10^{-9} \text{ сек}$), а следовательно, большая скорость счета;

в) возможность точного измерения энергии частиц благодаря строгой линейности усиления;

г) возможность регистрации реакций с малым эффективным сечением процесса при использовании больших объемов жидкого сцинтиллятора.

Черенковский счетчик. В черенковских счетчиках используется эффект, рассмотренный в § 21. При прохождении через вещество заряженной частицы со скоростью, большей скорости света в данной среде, в узком конусе около направления движения частицы возникает излучение. Угол раствора конуса этого излучения определяется выражением (83).

Число фотонов, испускаемых на единице пути в интервале частот видимого света, определяется соотношением (83).

В качестве детектора счетчиков используются преимущественно вещества, прозрачные для света (стекло, люцит, плексиглас). Для регистрации возникающих световых вспышек используются электронные умножители или фотопластинки (рис. 71).

Счетчики Черенкова используются как для регистрации быстрых частиц, так и для определения их скорости по углу излучения θ . Разрешающая способность таких счетчиков определяется длительностью световых импульсов и в специальных излучающих средах может быть доведена до 10^{-10} сек .

Камера Вильсона. Для получения максимально достоверных сведений всегда желательно не только регистрировать появление частиц, но и наблюдать их траектории. Впервые это удалось сделать при помощи камеры Вильсона, сыгравшей очень большую роль в развитии экспериментальной ядерной физики.

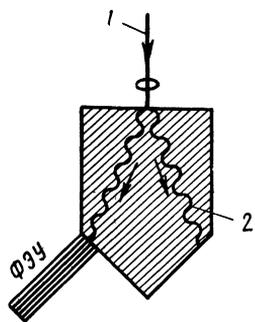


Рис. 71. Черенковский счетчик

Камера содержит некоторый объем газа и пересыщенный водяной пар. Пар может конденсироваться в виде мелких капелек жидкости. Первоначально это происходит на каких-либо центрах конденсации, которыми могут служить как мельчайшие пылинки, так и ионы обоих знаков.

Заряженная частица, проходя через камеру, наполненную смесью газа и пара, создает вдоль своего пути колонку положительных и отрицательных ионов. След частицы становится видимым благодаря образованию вокруг каждого иона капель при конденсации пара.

Существуют камеры двух типов: камеры Вильсона с расширением и диффузионные камеры. Отличаются они методом получения пересыщенного пара.

В камерах первого типа пересыщение достигается путем адиабатического расширения, при котором температура газа резко падает. Затем температура газа за счет теплообмена медленно восстанавливается и степень пересыщения соответственно уменьшается. Время чувствительности камеры, т. е. время, в течение которого после расширения имеются условия для создания видимых следов, для разных конструкций лежит в пределах от нескольких миллисекунд до нескольких секунд.

В камере второго типа создается постоянный градиент температуры между верхней и нижней стенками. Такая камера работает благодаря диффузии конденсируемого пара из теплого пространства, где он не насыщен, в холодное, где он становится пересыщенным. При правильном подборе температурного режима (например, верхняя стенка нагревается до 50°C , дно охлаждается до -30°C) в середине камеры все время имеется пар нужной степени пересыщения. Диффузионная камера благодаря этому обладает постоянной чувствительностью: когда бы заряженная частица ни прошла через рабочий объем, она всегда создаст видимый след и будет зарегистрирована.

Для того чтобы повысить эффективность камеры Вильсона, ее используют обычно в управляемом режиме, добиваясь того, чтобы расширение происходило только в момент прохождения через объем камеры исследуемого излучения. Управление осуществляется различными радиосхемами.

Камеры позволяют определять энергию, массу и знак заряда частицы. Для этого камеру Вильсона помещают в магнитное поле и по радиусу кривизны треков находят импульс частицы. По плотности ионизации и величине пробега можно определить массу частицы и ее энергию.

Достоинством камер является значительно больший объем информации, получаемой о свойствах частиц по сравнению с тем, какой можно получить при помощи газовых счетчиков. Недостатком их является трудоемкость обработки и малая эффективность во времени.

Пузырьковая камера. Пузырьковая камера также представляет собой детектор ядерных частиц, в котором образуются видимые следы. В ней используется неустойчивость перегретой жидкости относительно процесса образования пара.

Ионы, образованные при прохождении частицы через перегретую жидкость, оказываются центрами, на которых происходит образование пузырьков газа вдоль следа частицы.

Для наполнения камер обычно используются пропан, ксенон, жидкий водород. Последний представляет особый интерес, так как является чистой протонной мишенью. Водород поддерживается в жидком состоянии при температуре, слегка превышающей температуру кипения при нормальном атмосферном давлении, путем повышения давления в камере до нескольких атмосфер. Перегретое состояние достигается путем резкого уменьшения давления.

Пузырьковая камера обладает преимуществом перед камерой Вильсона, связанным с большой плотностью вещества, в котором наблюдаются треки. В плотном веществе пробег частицы меньше и поэтому она останавливается внутри камеры. Это позволяет определять характеристики частиц с большими энергиями. Пузырьковые камеры в настоящее время широко используются при изучении взаимодействий частиц высоких энергий, получаемых на ускорителях с ядрами.

Фотэмульсионные пластины. Фотоземulsion состоит из желатины и взвешенных в ней мелких зерен галоидного серебра. При прохождении заряженной частицы благодаря ионизации на ее пути образуются зерна металлического серебра, так называемые центры скрытого изображения. При проявлении эти зерна вырастают до размеров, видимых в микроскоп.

Наблюдая треки частиц в эмульсии, можно определить энергию частиц по пробегу и по углу многократного рассеяния; можно также найти скорость и массу частиц по плотности зерен на единицу пути.

Большая плотность эмульсии ($\approx 4 \text{ г/см}^3$) и значительная толщина слоя желатины ($\approx 600 \text{ м}$) позволяют с большой вероятностью наблюдать различные элементарные акты взаимодействия частиц. Для того чтобы пробеги быстрых частиц полностью уложились в эмульсии и можно было наблюдать до остановки все частицы, возникшие при ядерной реакции, используют фотоземulsionные стопки, или, как их называют, «эмульсионные камеры». После облучения слои эмульсии разделяют и наклеивают на стеклянные подложки для обработки.

Достоинствами эмульсий является их способность накапливать информацию, непрерывная чувствительность и простота использования. Основной недостаток — трудоемкость обработки. Тем не менее в настоящее время этот метод является одним из основных, используемых в ядерной физике и физике элементарных частиц.

Искровые счетчики и камеры.

Искровой счетчик. Искровые счетчики представляют собой герметически замкнутые сосуды, наполненные газом с двумя параллельными плоскими электродами, к которым прикладывается такое напряжение ($2 \div 10$ кВ), что при прохождении между ними ионизирующих частиц возникает искровой разряд. Искра проскакивает в том месте, где прошедшая частица создала ионизацию газа.

Развитие разряда в искровом счетчике происходит значительно быстрее, чем в счетчиках Гейгера — Мюллера, кроме того, разряд локализуется вблизи места прохождения частицы, и фотографируя искру сбоку, можно определить место прохождения частицы. Эффективность искровых счетчиков по отношению к релятивистским частицам близка к 100%. Однако время восстановления счетчика велико (порядка $10^{-2} \div 10^{-4}$ сек), и поэтому они не могут применяться при исследовании интенсивных потоков частиц. Плоскопараллельные счетчики не получили широкого применения.

Искровая камера. В последние годы, после того как было предложено подавать на электроды импульсные напряжения, во многих лабораториях успешно разрабатываются новые виды искровых счетчиков, открывающие широкие возможности их применения в качестве трекового прибора в физике элементарных частиц и космических лучей. Созданы управляемые искровые счетчики, работающие в режиме импульсного питания, разрядные камеры в различных модификациях, которые быстро входят в практику физического эксперимента.

Искровая камера состоит из одного или нескольких искровых счетчиков, питающихся импульсным напряжением. Плоскопараллельные электроды помещаются в замкнутый объем, который может откачиваться до давления $\approx 0,5$ атм (или, наоборот, заполняться инертным газом под давлением).

Площадь электродов, выполненных в виде металлических пластин или стеклянных пластин с проводящим покрытием, достигает величины порядка одного квадратного метра. Электроды обычно соединяются через один. Одна группа электродов заземляется, а на другую подается короткий ($\sim 10^{-7}$ сек) импульс высокого напряжения (10—15 кВ) каждый раз, когда искровую камеру пронизывает ионизирующая частица.

Такой режим осуществляется с помощью управляющих счетчиков и электронной схемы. Искра, возникающая в том месте, где заряженная частица образовала колонку ионов, фотографируется. Координаты места прохождения частицы определяются с точностью до 0,2 мм.

В настоящее время созданы различные варианты искровых камер как для работы на ускорителях, так и для исследования космических лучей. Показана также возможность работы камеры в магнитном поле.

Основные особенности и преимущества искровых камер: простота конструкции и надежность в работе; возможность управления камерой при помощи быстродействующих электронных схем; малое время памяти ~ 1 мксек, что позволяет работать с интенсивными пучками частиц; относительно малое время возвращения в рабочий режим (10—100 мксек) по сравнению с камерой Вильсона и пузырьковой камерой; возможность приготовления электродов различной толщины и плотности позволяет создавать искровые камеры с различным количеством вещества на пути частицы и, следовательно, осуществлять камеры либо очень эффективные, либо совсем неэффективные к счету нейтрального излучения.